

国际信息工程先进技术译丛

WILEY

# 声学显微镜与超分辨率成像理论及应用

Advances in Acoustic Microscopy and High Resolution Imaging

[加] 罗曼 Gr. 梅伍（Roman Gr. Maev） 编著

李永 李平 张武 王玲芳 等译





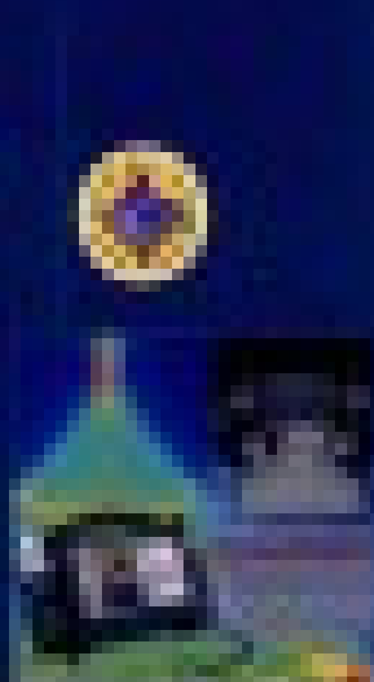
机械工业出版社
CHINA MACHINE PRESS



WILEY

# 声学显微镜与超分辨率成像理论及应用

Advances in Acoustic Microscopy and High Resolution Imaging



国际信息工程先进技术译丛

# 声学显微镜与超分辨率成像理论及应用

[加] 罗曼 Gr. 梅伍（Roman Gr. Maev） 编著
李 永 李 平 张 武 王玲芳 等译



机 械 工 业 出 版 社

本书从成像原理出发，介绍先进的成像技术，讲述了声学显微成像技术的原理和方法，介绍了生物领域成像的发展与应用，以及材料领域成像机制与应用。本书分为4部分：第1部分包括第1章和第2章，介绍了成像的基本原理；第2部分包括第3章～第6章，介绍了先进的成像技术和方法的新发展；第3部分包括第7章～第9章，介绍了先进的生物成像应用；第4部分包括第10章～第13章，介绍了先进的材料成像应用。

本书可作为成像技术的学习者、爱好者的学习用书，同时可作为成像技术研究人员、工程师和管理人员的参考用书。



**图书在版编目(CIP)数据**

声学显微镜与超分辨率成像理论及应用/（加）梅伍（Maev，R. G.）编著；李永等译．—北京：机械工业出版社，2015.4

（国际信息工程先进技术译丛）

书名原文：Advances in acoustic microscopy and high resolution imaging

ISBN 978-7-111-49802-5

Ⅰ.①声… Ⅱ.①梅…②李… Ⅲ.①声学-显微镜-研究
Ⅳ.①TH742.9

中国版本图书馆CIP数据核字（2015）第061514号

机械工业出版社（北京市百万庄大街22号 邮政编码100037）
策划编辑：张俊红 责任编辑：张俊红 责任校对：陈 越
封面设计：马精明 责任印制：刘 岚
北京圣夫亚美印刷有限公司印刷
2015年6月第1版第1次印刷
169mm×239mm ·18.25印张·376千字
标准书号：ISBN 978-7-111-49802-5
定价：99.00元

凡购本书，如有缺页、倒页、脱页，由本社发行部调换

| 电话服务 | 网络服务 |
|---|---|
| 服务咨询热线：010-88361066 | 机工官网：www.cmpbook.com |
| 读者购书热线：010-68326294 | 机工官博：weibo.com/cmp1952 |
| 010-88379203 | 金书网：www.golden-book.com |
| 封面无防伪标均为盗版 | 教育服务网：www.cmpedu.com |

# 译 者 序

成像技术与声学显微技术已经渗透到生活的每个角落，在航天、军事、生物等诸多领域具有广阔的应用前景。高分辨率成像在智能交通、工业检测等领域具有重要的研究和应用价值，应用系统通常需要高分辨率成像进行目标监测、高精度的过程分析、精密仪器的自动控制等。从车牌识别到微小肿瘤检测到安全监控，通常需要高分辨率图像作为输入，获取有价值信息。获得高分辨率图像有两种方式：提高硬件性能直接获取高清图像，通过信号处理方式利用低分辨率图像生成高清图像。声学显微技术也在医学、海洋探测、地质勘查等领域取得了重要的应用价值，新应用推动了声学显微技术的发展。提高显微成像分辨率，受到光学、电子器件、噪声等多方面的影响。鉴于此，有必要向读者介绍成像的原理、机制和应用，同时本书还介绍了高分辨率成像和光学显微技术的最新技术，包括在生物和材料领域的进展和应用。

本书从成像原理出发，介绍先进的成像技术，讲述了声学显微成像技术的原理和方法，介绍了生物领域成像的发展与应用，以及材料领域成像机制与应用。全书分为 4 部分：第 1 部分包括第 1 章和第 2 章，介绍了成像的基本原理；第 2 部分包括第 3 章 ~ 第 6 章，介绍了先进的成像技术和方法的新发展；第 3 部分包括第 7 章 ~ 第 9 章，介绍了先进的生物成像应用；第 4 部分包括第 10 章 ~ 第 13 章，介绍了先进的材料成像应用。其中，第 1 章介绍多波段成像方法和弹性成像技术；第 2 章主要介绍散斑干涉法和非线性成像方法；第 3 章解释生物软组织超声波显微镜的基本概念，以及原理和应用；第 4 章介绍便携式超声波成像设备；第 5 章描述高频超声波系统的基本原理，并介绍其在高分辨率测距和成像中的应用；第 6 章介绍基于阵列方法的定量化声学显微成像技术；第 7 章描述采用声学显微技术的厚切片黑色素瘤皮肤组织的反差机制研究；第 8 章探讨声学显微技术提供的病理—系统学的新概念；第 9 章讲述声学显微技术的定量化扫描技术；第 10 章介绍采用后处理方法的阵列成像技术以及缺陷、瑕疵的刻画与描述；第 11 章介绍超声力与相关的显微技术；第 12 章介绍超声原子力的显微成像技术；第 13 章介绍声学近红外成像技术。

本书由王玲芳统稿并校对，李永负责翻译第 1 ~ 5 章，李平负责翻译第 6 ~ 9 章，张武负责翻译第 10 ~ 13 章。在翻译过程中，荆晶、陈晓阳、乔伟、李扬、杨仁杰、杨光熙、吴文焘、宁军、张鑫、郝惠宁、肖春虹、肖芝树、姜占云、马俊婷等同志参加了部分的翻译工作，在此表示感谢。同时感谢机械工业出版社，感谢出版社的编辑和相关同志。另外，感谢声学成像和显微技术领域的先驱者、实践者和研究人员。

不过，需要指出的是，本书的内容仅代表作者个人的观点和见解，并不代表译者及其所在单位的观点。另外，由于翻译时间比较仓促，疏漏错误之处在所难免，敬请读者原谅和指正。

**译者**
**2015年夏于北京**

# 原书序

尽管一幅图像胜过千言万语，在科学上一个图像常常是有问题的。成像技术主要是基于操纵光学波，但是由于光学不能提供我们需要的所有信息，在20世纪我们转向其他技术。现在，声成像是一个整体，也是我们“看”的能力中不可分割的重要部分。尽管超声波图像不会提供在核磁共振图像或者X射线方法中找到的细节，声成像系统在只有核磁共振成像1/10的成本情况下，提供了重要的信息，并且拥有对病人的健康完全安全这一额外的优势。对于从人体内部获取数据，以及描述肌肉和软组织中的固体和空隙之间的接口，这种形式的成像尤其有用。超声渲染动态图像，操作员可以动态地选择最重要的部分来记录结构的变化，并对病人没有长期的副作用。在19世纪60年代早期，高分辨率声学成像系统的引入促进了非透明固体内部微观结构和内部应力检测的检测。除了测量弹性性能，这项技术也用来检测多层结构的黏性，还有很多其他的应用。声学显微术不仅成为物理学、生物学和工艺的许多领域广泛应用的一种新的成像方法，而且成为对不同物种和材料的微观结构定量表征的一种新的、有效的工具。

在物理学、生物学和工艺领域，为描述显微结构材料特性的浓缩物质和各种应用的学术研究中，高分辨率超声波成像的作用迅速增加。超声波成像的整个原始物理频谱和方法论方法引起了先进技术质量的重要进步。新一代超声波成像系统设备继续减少尺寸，不久将进入袖珍维度的领域。新型传感器材料，包括高级复合材料和最近应用在先进的阵列解决方案中的MEMS，也导致了超声波成像系统设计的实质性变化。

本书的目标是提供高分辨率超声波成像技术以及其应用在生物材料和工业材料中最新进展的概述。本书中，我们有幸进行了一个独特的论文收集，这些论文显示了世界范围内主要研究团队研发的先进的结果和技术。

过去的几年里，先进的物理解决方案，包括自适应方法领域和逆向问题创新方法的新结果、基于高谐波成像算法的初始概念和有趣的噪声-振动成像和噪声-模型技术，在许多工业材料和生物材料的研究中已被成功地引入和证实。有趣的科学讨论将上述提到的传统学术和超声波成像研究的实用途径结合起来，最近出现在各个领域，并有希望在未来继续取得成果。

本书提供了一些著名学者的研究新成果和高分辨率成像系统的新应用，这些学者致力于先进的物理原理、新方法或者目前成像设备的现代技术解决方案实现的发展。我相信本书将帮助鼓励这一领域更多的研究和发展来认识高分辨率声成像和其在工业和生物医学中各种应用的巨大潜力。我真诚地希望你会喜欢阅读这些激动人

心的研究成果。

最后，我感谢我所有的同事，这本书的杰出贡献者，以及合著者，这些合著者分享自己研究成果和见解，给了本书一个独特的视角和声音。我还想感谢萨贝娜·芭瑞妮珂在本书准备过程中宝贵的援助，尤其是将每一个受人尊敬的学者的所有手稿收集在一起的艰巨任务。但是她做到了，并做得非常好！

毫无疑问，如果没有家人的支持，没有我妻子艾琳娜·玛伊娃及我的孩子安娜和格里戈里的理解和耐心，我不可能完成这本书。她们原谅我对她们的疏忽和我在本书工作时的全神贯注。

非常感谢大家！

**Roman Gr. Maev**

*加拿大安大略省温莎市*

# 目　录

# 第2部分　先进成像技术和方法的新发展

## 第3部分　前瞻性生物医学应用

## 第4部分 高级材料应用

# 第1部分 基　础

# 第1章 从多波段成像到弹性成像

## 1.1 简介

多波段成像常用于人体成像，其中不同波段对应不同波长，光波波长为零点几微米，超声波波长为零点几毫米，声波波长为几厘米，低频电磁波波长则高达几千米。一般一种波就可以生成一幅图像，由波和组织相互作用的结果来确定图像的对比度和空间分辨率。例如，超声波可以产生密度和压缩性的对比信息，而剪切波可以反映组织黏弹性（剪切模量和黏性）信息。对电磁波来说，低频率的波段可以提供导电性信息，光波则可以提供光吸收系数和介电常数信息。

## 1.2 空间分辨率

与正常思维不同，图像的空间分辨率不像在传统的光学显微镜下那样由波长来确定。波在组织中的传播有三种描述机制：相干性、扩散性和近场性。而波长仅决定相干性。

超声波可以传播几十厘米，即比波长要大几个数量级的距离，而且依然能够保持相干性，所以超声波的空间分辨率取决于波长。

相反，光波在不透明的组织中传播或在个别不均匀介质中散射都会迅速失去相干性。光波传输了一个平均自由程 $l$，大约 1mm，之后光波就会失去它的原始方向信息。例如在扩散光学层析成像[1]中，光波传播距离要比平均自由程长很多，它的空间分辨率约等于观测深度。

多数低频电磁成像的方法对应近场性，近场性也由观测深度来刻画。例如电阻抗成像，首先用放在皮肤上的多种电极来产生低频交流电流，然后用电极测出的电势来推导组织电导率。检测器可以检测到由介质发出的呈指数衰减的衰减波。它的空间分辨率同样取决于与波长无关的观测深度。

控制成像的因子有三个：观测深度 $z$、波长 $\lambda$ 和光传播的平均自由程 $l$。三种描述机制就是由这三个因子的大小来划分。

第一种情况，当 $\lambda < z < l$ 时，对应相干性机制，常用于超声波成像和光学层析成像；第二种情况，当 $\lambda < l < z$ 时，对应扩散性机制，光会由于和组织相互作用在传播中

失去相干性；第三种情况，当 $z<\lambda<l$ 时，对应近场性机制，常用于近场光学，肌电图、脑电图成像和电阻抗成像。只有在第一种情况下，空间分辨率才取决于波长，在后两种情况下，空间分辨率都近似于等于观测深度 $z$。

物理学家们一直想要找到三种情况下波的空间分辨率极限。至今为止，这项技术已推动了几十年，物理学家们正面临着对比度/分辨率的固有物理极限。在医疗成像和诊断领域，医学家们迅速地找到了一种突破这种极限的方法，就是结合不同的成像方式，即多模成像，如 PET/CT、PET/MRI 以及超声/X 射线乳腺成像。多模成像的基本思想就是结合多种模态。以 PET/CT 为例，第一模态（CT）为高分辨率的形态学图像，第二模态（PET）虽然为低分辨率图像，但它可以提供临床上的所需对比（如代谢活动等）。但是多模成像也存在一些缺点，如成本很高，而且分辨率也要受到每一种模态的固有物理限制。

## 1.3 多波段成像

多波段成像这一技术的提出避免了使用多模成像。多波段成像是一项令人振奋的技术，它由物理界不同领域的研究小组提出。多波段成像是使用两种不同的波来生成新的图像，其中一种波提供对比度信息，另一种提供空间分辨率信息。对于在多模成像中分辨率受限的问题，多波段成像[2]通过最佳分辨率和最佳对比度克服了这一界限。

多波段成像相互作用的优点体现在以下三个方面：

1）第一种情况，第一种波在传播中和组织的相互作用产生第二种波，例如电磁波在某些区域被吸收会导致温度的瞬时变化，进而通过热膨胀辐射超声波。这种情况主要用在热声成像和光声成像中[3-5]。

2）第二种情况，第一种波携带着对比度的相关信息，它可能已经在组织的传播中完全失去了相干性，或者波长很长可以被第二种波标记；第二种波保持了相干性以及良好的聚焦性，可以在不同的位置控制标记焦点并生成一幅完整的图像。这种情况用于声光成像（声光断层扫描）[6,7]中，由聚焦超声波束诱导产生的组织位移调制光子通过组织产生光散斑。这样就生成了亚毫米级的超声波图像。

3）第三种情况，第一种波比第二种波传播的要快得多，这种情况发生在瞬时弹性成像中，超快超声波扫描仪可以追踪由低速剪切波的传播生成的组织的散射体。最后这种情况相对比较特殊，因为我们可以观察到每个障碍物周围的切变波的近场的全部影像（甚至当障碍物位于两个波的远场）。在近场影像中利用局部反演算法并通过厘米级波长产生亚毫米级分辨率的切变弹性图像。

多波段成像这一概念对于三个物理参数的估计是十分有益的，这三个参数为剪切模量和黏度、光吸收性、导电性。除非分辨率很高，否则这些参数并不容易计算。其中，剪切模量和黏度代表力学参数，医生在触诊中也可以感觉到；光吸收性代表组织的颜色；导电性则取决于组织的离子浓度和流动性以及细胞内液和外液的数量。本章将主要介绍第三种情况，因为在这种情况下可以得到高精度的组织弹性图和黏性图。

## 1.4　波和波的产生

由于在瞬态组织运动中会辐射相干超声波，使一部分能量转换为脉冲电磁能量，所以基于波/波的产生的技术都会涉及一些耗散过程。要想求出超声波源图像，可以利用压电传感器阵列上的超声场记录。事实上，超声波传输的速度在所有的组织中都是一致的，并且是一个已知的数值，这大大简化了源图像的重建过程。重建得到的源图像分辨率为亚毫米级。

微波[3,4]和光波都可以用于热声方法成像。光吸收图像或者是组织的电导率图像均可以达到亚毫米级分辨率。由于微波可以穿透得更深，所以利用微波成像可以得到乳腺的第一导电图像，而要得到小动物的血管图像则需要使用光声方法。在图1.1a所示的成像过程中，使用一个波长532nm的激光作为发热源，一个频率2.25MHz的宽带超声传感器来接受光-声波。结合图1.1b，证明在小动物的皮质表面的血管声光成像可以看到皮肤和完整的头骨。这里成像深度为1cm，完全可以生成小动物的完整大脑图像。

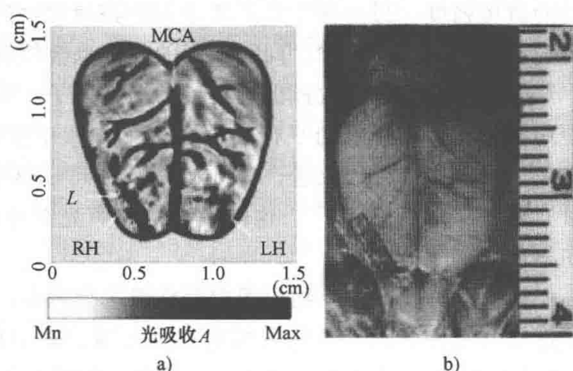



图1.1　a）一只老鼠的非损伤性大脑表皮病变（约1mm×4mm）声光成像（RH表示右脑，LH表示左脑，L表示病变），图中可以看到清晰的血管
b）老鼠开颅后的照片（具体参见参考文献［4］）

为了改进电阻抗断层成像，陆续提出了很多方法，我们熟知的就有磁声成像（MAT），即由电或磁刺激[5,6]代替组织产生超声波。在多数磁感应技术（MAT-MI）中，组织置于一个强静磁场和一个交变磁场（兆赫兹级别）中，交变磁场产生的涡流与静磁场相互作用产生洛仑兹力，进而诱生出超声波，这个波由超声传感器记录。在这种方法中，超声波的幅度在兆赫兹范围内与电导率成正比。

源图像的绘制和逆问题图像的重现都可以由多种方法实现。我们使用传感器阵列来记录介质中的匀速传播数据，这部分数据即压力源的球面积分就是这些方法实现的基础。通过反演算法可以从球面积分中恢复数据（球面Radon变换），这一步使用计算机模型来处理声波数据实现时间求逆和匀速传播求逆。

## 1.5　波和波的标记

考虑到声光效应也是耗散过程，声光成像以一种不同的方式结合了声和光。聚焦超声波束局部产生一个穿过散射介质的超声光束调制。通过器官的透射光包括几种不同频

率的分量：主要分量（载体）的频率是入射相干光束的中心频率，它与不和超声作用的散射光子有关；边带分量为偏移的超声频率。超声波与光波相互作用产生的边带光子定义为“标记光子”。标记光子分量的权重取决于兴趣区域对光的吸收。声光成像就是选择性地检测标记光子。一幅图像与光吸收和光扩散都有关，它通过在整个器官中扫描聚焦的超声波束完成。Marks 在 20 世纪 90 年代初期最早对这种标记技术进行了研究[7]，后来许多组织都对这个领域做出了贡献[8-12]。散射介质中光的超声调制主要有两种方式。一种方式是基于超声诱导散射体位移产生的光相位偏差，散射体的位移会调制光穿过超声场的物理路径长度，多重散射光会积累调制的路径长度，进而影响随超声波频率波动的散斑强度。另一种方式是基于超声调制产生的光相位的偏差，散射中的光相位就是折射率超声调制的结果，同时调制的相位也会使散斑强度随超声波变化。

许多相干检测技术被提出用于检测标记光子。其中最令人感兴趣的方法就是利用一种使用源同步锁相技术的平行检测方案，方案中使用 CCD 相机作为探测器阵列[10,11]。还有一个令人感兴趣的改进，Wang 和 Ku 用可以调节光探测器增益的扫频（线性调频信号）代替了单色超声[11]，这样做提高了声光图像的轴向分辨率，不过横向分辨率则不如单色超声波。

但是，这一技术在生物组织中面临着一个难题，就是散射体的布朗运动以及组织内部的运动（血液流动）造成的散射体的运动，散斑的去相关也扩大了载波和边带的范围。一般情况下，乳腺厚度为 4cm，散斑去相关大约耗时在毫秒范围内，同时载波生成 3kHz 的展宽。在这个范围内必须使用带宽检测器。用单检测器（光敏二极管）也可以满足条件，但是为了获得更高的信噪比，在检测平面（检测器区域和检测器接收角的乘积）就需要一个大的聚光率来适应标记光子源的聚光，也就是实现散射光收集的最大化。这也是多检测器，如 CCD 相机，被广泛研究的原因，但是多检测器图像的频率一般较低（通常为 100Hz），这在生物组织中不足以避免展宽效应，而更快的相机敏感度又不够。近来，不同组织又提出了一种非常有前途标记光子的检测法[12]，这种方法基于干涉测量的光折变晶体，可以同时提供高聚光率和千赫兹范围的检测带宽（GaAs 光折变材料的响应时间为 1ms 量级）。

有趣的是，标记这一概念不仅用于声光领域，在医学成像的其他很多领域也都有应用。例如，通过超声波遥控振动对电阻抗断层扫描进行标签。

这里讨论了使用两种完全不同的波实现波到波的标记这一概念。磁共振成像虽然不是多波段成像，但也可以理解为标记技术。磁共振成像只使用了一种波并结合一个静磁场：射频电磁波可以使质子以共振频率吸收它的能量随后释放。它通过添加一个非均匀磁域的静磁场实现了空间标记，磁场的空间梯度调节拉莫尔频率，同时允许在接收模式下空间分辨率比通过接收信号的频率分析得到的射频波长要好得多。

## 1.6　波到波的成像：弹性图

多波段成像中的第三种方法或许是最引人的。事实上，波的相互作用使得每个障碍

物周围的慢波近场都可以由更快的波来拍摄。这种方法中，场中包括声剪切波和超声波。这些波相互作用可以定量地刻画器官刚度的高分辨率图像。

刚度由杨氏模量 $E$（单位为 kPa）来表征，它在医学中是非常重要的参数。刚度变化往往随着病理变化而改变[13]，刚度的明显依赖项 $E$ 在组织中结构性变化是触诊诊断的基础，例如乳腺和前列腺的结节癌检测都会用到它。虽然手动触诊是一种非常主观的诊断方法，但这不仅是一种有效的筛查和诊断方法，而且也用于预防干涉，可以有效指导医生找到病变区域。刚度成像的概念是由 J. Ophir 等在 20 世纪 90 年代早期提出的，并命名为弹性成像[14]。他们的技术基于身体操作员对器官的准静态压缩而产生的组织变形的超声波成像。通过使用传统的超声波扫描仪可以得到预压缩和压缩后的器官的超声波图像，进而可以得到组织的变形情况。因此，静态的弹性成像本质上是单波成像（基于超声波的单次使用），这也就意味着静态弹性成像会有一些固有的缺点。两幅图像的比较只能实现局部组织变形的绘制。这种变形图像称为弹性图，它和刚度有直接关系，相对于硬度大的区域硬度小的区域会表现出更严重的变形。即使只是一个简单的一维模型，局部变形 $\xi$ 和刚度 $E$（杨氏模量，单位为 kPa）之间的联系依赖于局部未知的压力 $\tau$，它们之间的联系是 $E = \tau/\xi$。但身体表面的准静态压缩会产生一个非常复杂的空间应力分布，这会使局部刚度的评估受到影响同时造成图像伪影。

为了解如何用静态弹性图获得没有伪影的组织弹性图，这里将重点介绍一种不同的方法，即利用低频剪切波来获取更加准确的组织弹性信息。

为理解杨氏模量和剪切波速率间的关系，可以将软组织近似看作各向同性弹性介质。这样的软固体的力学特征由两个参数确定，$K$（压缩性的倒数 $\kappa = 1/K$）和 $\mu$ 分别表示体积和剪切模量。刚度和这些参数的关系描述为

$$E = \frac{9K\mu}{3K + \mu} \tag{1.1}$$

$K \gg \mu$ 是某种软固体的性质，人体的软组织就属于这一类软固体。这意味着刚度 $E$ 和剪切模量 $\mu$ 有着直接的关系：$E = 3\mu$。剪切波速 $c_s$ 由剪切模量决定：$c_s = \sqrt{\mu/\rho}$，因此，求解刚度可以利用剪切波速 $c_s$。另一个重要的结论就是：$K$ 和 $\mu$ 在软固体中的差异是纵波速度比横波速度要大得多的原因（$c_p$ 为 1540m/s，$c_s$ 为几 m/s）。两个波表现出完全不同的波速，这种情况并不多见。

在传统的“单波成像”中，只有纵波（体积模量的对比）被使用。这已经在医学超声中成功运用。现在，可以利用剪切模量对比度实现横波成像吗？正如前面讲过的那样，由于剪切黏度组织和剪切波只在低频时传播厘米级的距离，兆赫兹范围的频率是不可行的。典型的剪切波的频率为 10Hz～1kHz。例如，当传播距离为 5cm 时，对应于几厘米的典型波长，需要限定频率小于 100Hz。当剪切波在单波成像中使用时，由于使用了很差的分辨率，所以也会得到很差的结果。然而，对于诊断来说横波的对比检测仍是非常有用的信息。

该如何使用“多波”方法来解决这一问题呢？可以从横波和纵波波速的巨大差异中找到灵感。剪切波的传播会引起在平衡位置几十微米的局部组织位移。这个想法就是

使用超声频率的压缩波来观察由低速剪切波传播引起的组织运动。由 Sato 和 K. Parker 组织提出的方法[15,16]就包括利用超声多普勒技术观察剪切波效应。他们使用一个正弦剪切波激发产生了一个包含一组节点和波腹的固定的振动模式，这种方法被称为超声弹性成像。两波腹间的距离可以用来推导出剪切波的波长，也可以估计出剪切波波长级（cm）空间分辨率的剪切模量。

另一种方法中使用一个短的瞬态剪切波来代替正弦剪切波产生激励，可以得到毫米级分辨率剪切模量的估计。这属于瞬时弹性成像领域[17,18]。在这种情况下，需要生成超快的组织图像来完成瞬态声剪切波的传播成像。在这里，我们的目标是得到瞬态剪切波在器官内部传播的毫米级分辨率的视频。由于通常的剪切波速为 1 ~ 10m/s，所以每秒至少需要 10000 帧才能一毫秒一毫秒地跟上剪切横波。只有使用这样的一个超快扫描仪，估计的连续图像之间的局部位移才能成为可能。

我们小组开发了一个这样的超快扫描仪[18]。这是第一个深层器官能够超过 10000 帧每秒的超声波装置。这个装置的结构灵感来源于反转镜[19,20]，整个区域的兴趣点都分布着一个每秒发送数千次的超声波束。这种成像序列不同于使用传统的超声波扫描仪，使用传统的超声波扫描仪时，在超声介质中只有一个非常薄的聚焦超声波束，需要逐步翻译图像区域的顺序。这种传统的超声图像结果有 128 个连续的图像。考虑到超声波反向散射的时间（20cm 的往返传播需要 130μs），对于连续成像大概可以达到每秒 50 张图的帧率。相反地，在超快扫描仪中，对每个发射光束来说，从兴趣点发射回来的波由包含几百个压电传感器的阵列记录，并存在存储器中。然后，一个每秒几千次的快速变换算法实现了从向散射回波生成回波图像。由于超声波速为常数，这个操作可以通过一个数值的时间反转聚焦完成。为了跟踪由剪切波传播引起的局部位移，需要比较连续的超声波图像，这是因为超声波图像很有可能受控于组织中处处存在的随机分布的弱散射体（比波长小得多的瑞利散射）中的散斑噪声。值得注意的是，在软组织中，超声反向散射由单一的散射过程控制，从而确保了散斑噪声到达时间和散射体分布位置之间的对应关系。通过不同帧间的散斑在时域上的互相关，散斑的运动轨迹可以算出，进而可以重建沿着超声波波束方向的组织位移的完整视频（见图 1.2）。从这个视频中，可以推导出剪切波波速以及剪切模量 $\mu$。

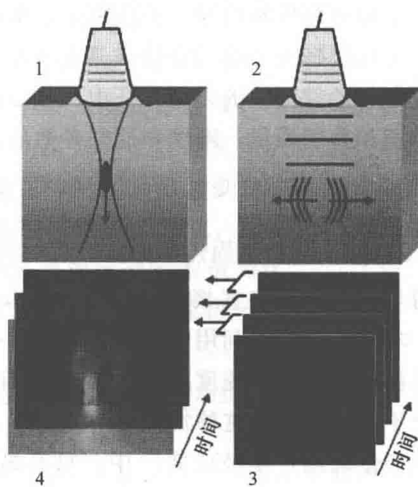



图 1.2　弹性成像的原理：第 1 步，超声探头在超声波束的聚焦区域产生一个推力；第 2 步，辐射力产生一个低频剪切波，超声阵列转换为超声图像模式；第 3 步，生成超声图像并存储到内存中；第 4 步，通过连续图像间的互相关求出由剪切波传播产生的组织位移图像

如何在人体中产生剪切波呢？原来剪切

波已经自然地存在于我们的身体中。每一次心跳都会产生瞬态振动，然后在心肌附近以及沿动脉传播。我们的声带在讲话时也会在相应器官附近产生剪切振动。

这些人体内天然的波通常受限于它们的源器官附近，并不能用于所有的器官。外部振动器施加在我们的身体表面时也可以产生受控制的振动进而生成剪切波传播到更深的区域。最后，使用一个简便的方法创建剪切波源来代替笨重的外部振荡器，通常使用超声波束进入组织产生的辐射力。事实上，通过在给定位置器官中的聚焦波束，就可以在焦点以及沿波束方向局部产生大量辐射力。这个力来源于超声波转化到组织中的动量，这种转化由非线性、耗散及反射过程引起，并且这个力的大小和超声波压力场的平方成比例。所以，施加外力的时间分布与超声波强度的时间分布和空间分布有关。一个 5MHz 载波的 1ms 的超声聚焦脉冲传输就可以产生 kHz 范围内的轴向力。由于要低于 FDA 的限定条件，超声波束的辐射力允许我们远距离地在几厘米深度的地方产生数十微米的低频剪切位移。因此，在超快成像中，压电传感器阵列用来产生剪切波成为可能。A. Sarvazyan 等在 1998 年提出了利用超声波辐射力来远距离产生剪切波[21]，后来被一些研究小组在医学成像中加以运用[22-24]。第 1 步就是使用传感器在成像区域需要的位置传输一个长超声聚焦脉冲（见图 1.1），这个波束在焦点位置产生一个低频的推动力。当传输（也就是推动力）结束时，组织在焦点的移位也会回到平衡位置，同时局部生成一个小的瞬时剪切波波源。这就好像使用移动板块的剪切力生物模拟了一次小地震。产生的剪切波开始在器官中传播，而超声波探头立即转换到超快成像序列来记录传播的影像（见图 1.2）。由于小剪切波源的自然发散，剪切波的幅度会迅速地衰减。

为了扩大剪切波的检测区域，采用了一个原始的解决方案，即基于沿马赫锥远程创建的超声源辐射剪切波来生成弱衍射剪切波[24,25]。这种效应是模拟切伦科夫电磁辐射，即一束高能带电粒子穿过透明介质时发生的辐射，它的传播速度大于光在该介质中的传播速度[25]。在配置中，超声波不同的震源深度依次聚集，这是通过传感器发出的信号改变电子延迟实现的。通过以比剪切波速更快的速度移动产生的剪切波源，就会沿马赫锥产生一个相长干涉（见图 1.3）。这样的声震对于产生有传播中大面积最小化衍射效应的高位移剪切波是十分有效的。相对于使用外部振荡器，这种技术可以实现剪切位移场沿波束轴方向的极化，也就是散斑跟踪算法中最敏感的轴。

在二维的实验影像中，由超声速推力产生沿声束轴向（$O_z$）$u_z(x, z, t)$ 的剪切位移。从这个影像中，可以通过求解波传播的逆问题来得到剪切模量的映射。事实上，剪切波传播可以由弹性波方程来表示：

$$\left\{ \Delta \boldsymbol{u} = \frac{\rho}{\mu} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \boldsymbol{u} \right\}$$

这个公式对于图像中的每个像素都是可逆的，进而可以计算出局部弹性模量：

$$\mu(x,z) = \frac{\rho \dfrac{\partial^2 u_z(x,z,t)}{\partial t^2}}{\dfrac{\partial^2 u_z(x,z,t)}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 u_z(x,z,t)}{\partial z^2}} \tag{1.2}$$

式中　$\rho$——介质的密度（软组织中近似为一常数）。

令人惊喜的是这个简单的逆公式（基于对位移场时间和空间的二次求导计算）效果却很好。这主要是因为波场 $u_z$（$x$，$z$，$t$）可以在兴趣区域的任一点实际测量，不像传统的成像方法中只能测量边界从而需要复杂的逆问题求解方法。有趣的是，如果 $z$ 方向的衍射受限（超声波剪切波产生时的情况），式（1.2）可以简化为一维公式：

$$\frac{\partial u}{\partial t}-\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}\frac{\partial u}{\partial x}=0 \tag{1.3}$$

这种情况下，$\mu$ 可以使用一个简单、快速并且鲁棒的渡越时间算法进行估计[26]。

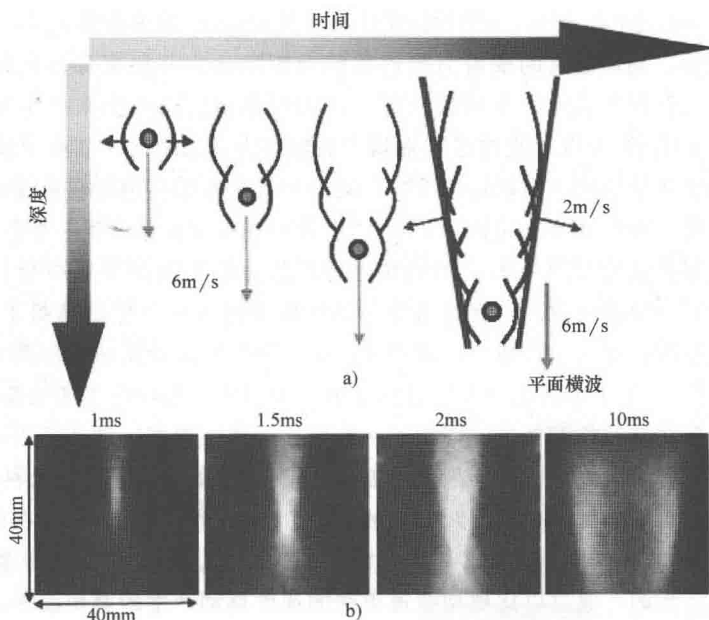



图 1.3　超声剪切波源的产生：在组织中按深度依次聚焦超声脉冲

a）每个脉冲会在焦点上产生一个“推挤”辐射力，这会引起剪切波，由于“推挤”力比它产生的剪切波移动更快，达到了超音速，并且剪切波会在马赫面上积累　b）在一个组织模拟幻象中引导的测微的位移图像（40mm×40mm）是通过利用在不同时间步超声波快速成像得到的

我们进行了一个模拟组织样品（由琼脂凝胶制成）的实验来说明这种技术的优点。当样品包含一些厘米级大小的硬物时，样品的传统超声图像的体积模量（见图 1.4）也会显示出这是一个十分均匀的介质。在产生剪切马赫锥后，剪切波传输中样品中的组织位移以高帧率图像被记录。剪切波对剪切模量是十分敏感的，当穿过组织中的硬物时，运动会大大加快（见图 1.4b）。然后基于度越估计算法的剪切波速的局部估计可以使我们定量映射杨氏模量（见图 1.4c）。当组织中夹杂周围两倍硬度的球体时，杨氏模量图可以显示出一个高对比度。

从相同样品下使用静态弹性图的对比图（见图 1.4d）可以看出使用多波成像的主要优点。由于静态弹性图只是一个应变图像而不是真正的弹性成像，所以会产生严重的伪影。Nightingale 和 Trahey[22] 在 2001 年提出了另一种弹性成像的方法，叫作 ARFI。这种技术同样使用了超声辐射力，但它的帧率为传统的超声波扫描仪的帧率。由于传统的超声波扫描仪帧率的限制，所以并不能做到实时监测辐射的剪切波，所以聚焦的超声波束产生的辐射力和组织位移只能在焦点的位置才能被测量。为了建立完整的图像，位移的测量需要连续地在每个兴趣区域的焦点位置重复进行。与静态弹性图类似，由于生成局部压力的辐射力是未知的，所以应变图像并不是定量的。这种技术也不是多波技术，它并没有用需要超快超声扫描仪的辐射波。

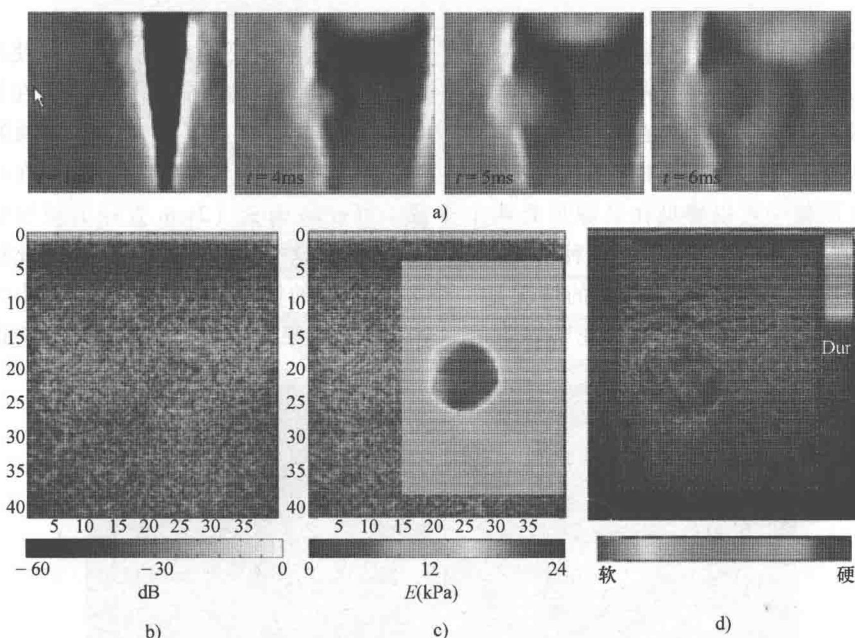



图 1.4　模拟组织样品中的超声速剪切成像：a）超声速剪切波源产生后不同时间步长后的局部组织位移（灰度范围为 -10 ~ 10μm）成像，从图中可以清楚地看出剪切波对刚度对比是很敏感的，因为当剪切波穿过 10mm 的刚性包体时会产生变形；b）传统的超声成像，相反地，它并不能显现包体；c）从剪切波影像 a）中推导出的杨氏模量的定量图；d）使用市售的成像设备在相同组织样品下的静态弹性成像

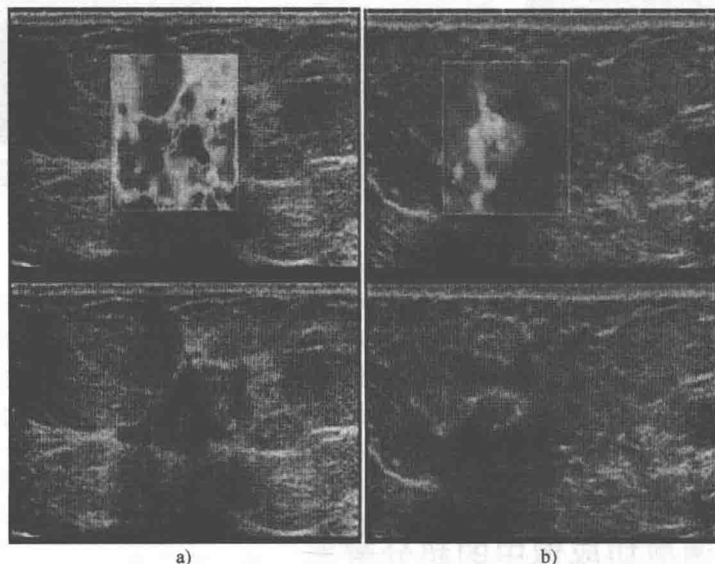
## 1.7　超声速剪切成像中的超分辨率

有趣的是，你会发现尽管剪切波长是厘米级（见图 1.4a），而弹性图 1.4c 的超分辨率是毫米级的。这种 SSI 的超分辨能力是由于波的运动诱导的局部位移不仅在介质（如地震学）的表面被记录研究，而且在介质深部也被研究。超声图像的局部位移估计

在组织内部，甚至剪切波源的远场，提供了许多虚拟运动传感器（加速度器）。这样的基于超声的虚拟运动传感器可以远程访问每个障碍物周围波场的局部近场，即使这些障碍物在两个波的远场部分。入射剪切波和倏逝波（也叫消逝波）与剪切波的非均匀性相互作用会产生倏逝波，而倏逝波则由 $\lambda/20$ 的几倍的空间采样率被记录在影像中（见图 1.4）。基于空间和时间在场中每一点的导数计算的反演算法［式（1.3）］也引用了这个信息。因此剪切模量图的空间分辨率不是像经典衍射中那样受限于剪切波长，而是和小得多的超声波长有关。现在已经可以得到近场的全部影像。

## 1.8　临床应用

超声速剪切成像，简称剪切波成像，这一成像技术的主要优点就是它通过使用常规超声探头，可以在新一代的超声扫描仪上提供一种额外的成像方式。这种技术在医学上取得了很大的成就，例如在乳腺癌的检测中[27]。图 1.5 就提供了两个乳腺癌检测的案例。病人乳腺的二维杨氏模量图就叠加在传统的超声图像中。在图 1.5b 中，在高对比度的弹性图像中可以看见在乳腺里有两个非常小的硬块病变（2mm 直径的浸润性导管癌），但在传统的超声图像中这种情况是检测不到的。这个案例成功地利用了此技术的毫米级分辨率。图 1.5a 中对应的情况是一个非常严重的浸润性导管癌。从图中可以看出，弹性图像和传统超声图像几乎得到了完全不同的结果。但浸润性导管癌对应的坏死



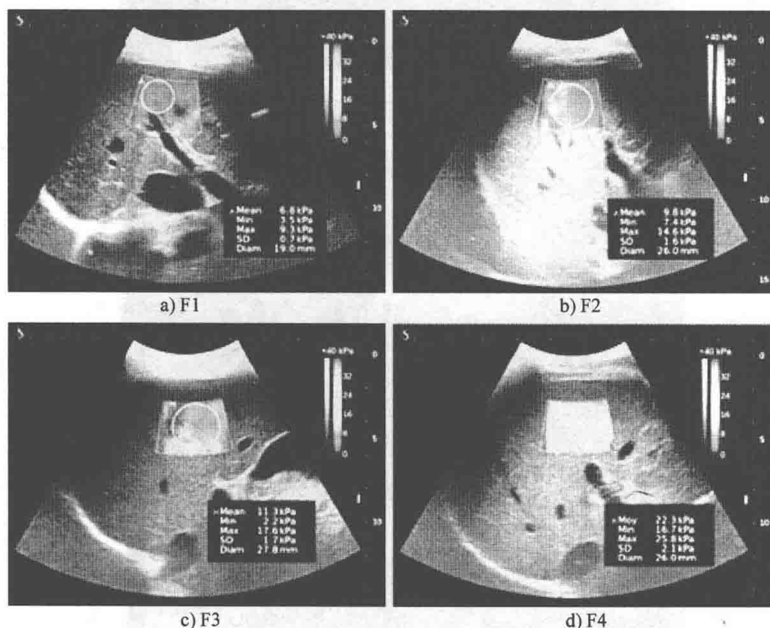
a)　　b)

图 1.5　超声速剪切成像（SSI）技术在人体内诊断乳腺癌的应用

a）是一个浸润性导管癌（二级）的案例，这个案例表明 SSI 可以反映病变体的生物力学特性。叠加的杨氏模量图像显示病变体的硬度比它的外围组织要硬得多，坏死区中心则形成一个软核。组织学中已经证明了这一结论　b）是两个小浸润性导管癌（一级，RH+）的案例，从毫米级分辨率的杨氏模量成像中可以看出这些病变，而在乳腺 X 射线摄影成像中则检测不到这些病变。由法国超声速成像支持

区其实已经清晰地表现出非常坚硬的边（黑色区域）和一个柔软的核（透明区域）。这些结果都是被证实过的，并且也说明了 SSI 确实可以为癌症病变时的放射表征提供新的见解。

许多其他的医学应用也都在研究剪切波成像。肝纤维化就是其中一个领域，使用弹性成像可能会增加超声波扫描仪在这一领域的诊断能力。图 1.6 显示了四个病人四种不同程度的纤维化的弹性图，依次为 F1（低纤维化）到 F4（高纤维化）。从图中可以看出，肝脏的全局弹性随着纤维化的分级而增加，而且肝脏弹性的非均匀性也随着纤维化的不同程度而增加。目前的临床医学都倾向于研究如何利用这种技术准确地判断纤维化程度[28]。



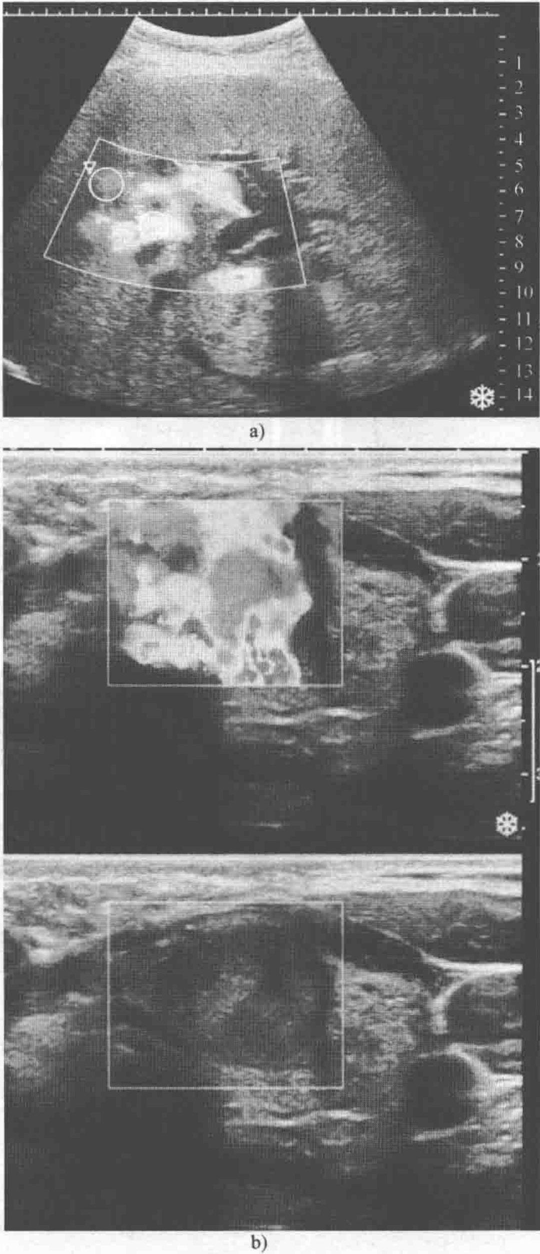
a) F1　　b) F2

c) F3　　d) F4

图 1.6　超声速剪切成像（SSI）技术在肝纤维化分级中的临床应用。每张子图对应了不同病人的肝纤维化弹性图，四位病人的肝纤维化程度依次为 F1（低纤维化）到 F4（高纤维化），纤维化的分级采用传统的分级方法。由法国超声速成像支持

剪切波成像在甲状腺结节和肝癌的检测中也有应用的潜力。图 1.7 描述了这两个临床应用。图 1.7a 描述同一个肝胆道癌患者的超声成像和弹性成像，可以看出在超声图像中几乎观察不到病变，而刚度图则可以明显地突出病变。癌症的病变区相对于周围的区域（<40kPa）有着更高的硬度（>130kPa）。图 1.7b 中也再次显示出甲状腺结节和周围的组织有着明显的高对比度，而这些结节在超声图像中几乎不可见。

剪切波成像可以以每秒几次的频率生成组织的量化弹性图，这样就可以对器官，如肌肉的动态弹性变化进行特征研究[29,30]。图 1.8 显示的是一个健康受试者的跖屈肌（胫骨）静态收缩时的弹性图。放松状态下膝关节伸展位置的跖屈肌的杨氏模量在内侧腓肠肌（中筋膜的上方区域，16.5kPa ± 1.0kPa）和比目鱼肌（中筋膜的下方区域，




a)

b)

图 1.7 超声速剪切成像（SSI）技术在肝癌和甲状腺结节成像中的临床应用

a）图像中可以检测到肝胆道癌的病变区，病变区的硬度（ >130kPa）比外围区域（ <40kPa）要硬得多

b）弹性图中也可以清晰地看到高硬度（ >180kPa）的甲状腺结节。由法国超声速成像支持

14.5kPa ± 2.0kPa）之间。在膝关节伸展时（见图 1.8b），杨氏模量的增加体现在内侧腓肠肌（225.4kPa ± 41kPa），尤其是对比比目鱼肌（55kPa ± 5kPa）。在膝关节弯曲时

(见图1.8c)，内侧腓肠肌的杨氏模量（41.2kPa±2kPa）小于比目鱼肌（76.8kPa±7kPa)，显然比目鱼肌增加的更多。这个结果是由 Shinohara 等提出[29]，这在运动医学

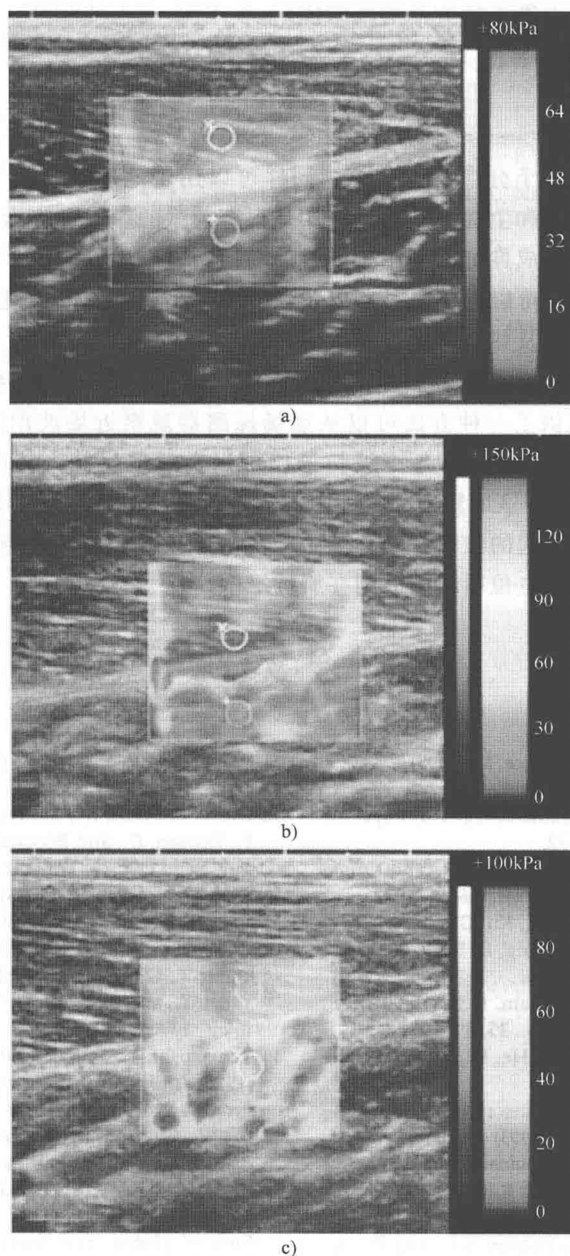



图1.8　超声速剪切成像实时记录肌肉收缩的案例。受试者测试静态收缩时，他的跖屈肌的伸展量为他最大随意收缩（MVC）量的30%

a）放松状态下，跖屈肌的杨氏模量在内侧腓肠肌（中筋膜上方区域，16.5kPa±1.0kPa）和比目鱼肌（中筋膜下方区域，14.5kPa±2.0kPa）之间　b）膝关节伸展时跖屈肌的收缩量　c）膝关节弯曲时跖屈肌的收缩量。图改编自参考文献［29］

是一重大发现。与肌电图相结合，这很有可能产生一个新的工具来诊断肌肉疾病。最后，当前的工作主要集中在评估心肌和一些常见动脉的动态弹性变化，相应地，剪切波成像也显示出了在心血管疾病方面的临床应用。

## 1.9 总结

多波段成像是一个十分广泛的概念，同样可以用于地球物理学、无损检测和遥感学。多波段成像在临床和生物学方面的应用是很有前景的。它在临床上的第一次成功运用就是弹性成像，弹性成像可以应用于乳腺癌的检测，心血管疾病，腹部和肌肉骨骼的成像，不久的将来，还可以用于眼科和皮肤科。二维超声阵列也将促进新的临床应用如微创手术的图像引导以及热消融治疗的监测。

多波成像还引进了一个新的科学概念，超越了波物理学中的传统极限，例如（在超声横波下成像）提供了一种方法可以从远场探测器观察近场波周围的非均质性。在技术方面，第一个临床上的超快超声波扫描仪可以实时地反映人体内自然发生的瞬态（或持久）振动。这也许是最复杂的一种多波成像，每一种波都自然地存在于鲜活的器官里，例如脉动振动引起的波存在于心脏中，由动脉或机械振动引起的波存在于神经、神经元中，而由电动作电位引起的波则在肌纤维中。

## 参考文献

1 Yodh, A. and Chance, B. (1995) *Phys. Today*, **48**, 34–40.
2 Fink, M. and Tanter, M. (2010) *Phys. Today*, **63**, 28–32.
3 Kruger, R.A., Reinecke, D.R., and Kruger, G.A. (1999) *Med. Phys.*, **26** (9), 1932.
4 Wang, X., Pang, Y., Ku, G., Xie, X., Stoica, G., and Wang, L.H.V. (2003) *Nat. Biotechnol.*, **21**, 803.
5 Towe, B.C. and Islam, M.R. (1988) *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, **35**, 892–894.
6 Li, X., Xu, Y., and He, B. (2006) *J. Appl. Phys.*, **99**, 066112.
7 Marks, F.A., Tomlinson, H.W., and Brooksby, G.W. (1993) *Photon Migration and Imaging in Random Media and Tissues* (eds B. Chance and R.R. Alfano), Proceedings of SPIE vol. **1888**, 500–510.
8 Wang, L.-H.V., Jacques, S.L., and Zhao, X.-M. (1995) *Opt. Lett.*, **20**, 629–631.
9 Leutz, W. and Maret, G. (1995) *Phys. B*, **204**, 14–19.
10 Leveque, S., Boccara, A.C., Lebec, M., and Saint-Jalmes, H. (1999) *Opt. Lett.*, **24**, 181–183.
11 Wang, L.-H.V. and Ku, G. (1998) *Opt. Lett.*, **23**, 975–977.
12 Gross, M., Lesa, M., Ramaz, F., Delaye, P., Roosen, G., and Boccara, A.C. (2009) *Eur. Phys. J. E*, **28**, 173–182.
13 Sarvazyan, A.P. *et al.* (1995) *Acoustical Imaging* (ed. J.P. Jones), vol. 21, Plenum Press, New York, pp. 223–240.
14 Ophir, J., Céspedes, I., Ponnekanti, H., Yasdi, Y., and Li, X. (1991) *Ultrason. Imag.*, **13**, 111–134.
15 Yamakoshi, Y., Sato, J., and Sato, T. (1990) *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.*, **37** (2), 45–53.
16 Lee, F., Bronson, J.P., Lerner, R.M., Parker, K.J., Huang, S.R., and Roach, D.J. (1991) *Radiology*, **181**, 237–239.
17 Catheline, S., Thomas, J.-L., Wu, F., and Fink, M. (1999) *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.*, **46** (4), 1013–1019.
18 Sandrin, L., Tanter, M., Catheline, S., and Fink, M. (2002) *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.*, **49** (4), 426–435.

19 Fink, M. (1997) Time-reversed acoustics. *Phys. Today*, **50**, 34–40.

20 Fink, M., Montaldo, G., and Tanter, M. (2003) *Annu. Rev. Biomed. Eng.*, **5**, 465–497.

21 Sarvazyan, A.P., Rudenko, O.V., Swanson, S.D., Fowlkes, J.B., and Emelianov, S.Y. (1998) *Ultrasound Med. Biol.*, **20**, 1419–1436.

22 Nightingale, K.R., Soo, M.S., Nightingale, R.W., and Trahey, G.E. (2002) *Ultrasound Med. Biol.*, **28** (2), 227–235.

23 Fatemi, M. and Greenleaf, J.F. (1998) *Science*, **280**, 82–85.

24 Bercoff, J., Tanter, M., and Fink, M. (2004) *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.*, **51** (4), 374–409.

25 Bercoff, J., Tanter, M., and Fink, M. (2004) *Appl. Phys. Lett.*, **84** (12), 2202–2204.

26 McLaughlin, J. and Renzi, D. (2006) Using level set based inversion of arrival times to recover shear wave speed in transient elastography and supersonic imaging. *Inverse Probl.*, **22**, 707–725.

27 Tanter, M., Bercoff, J., Athanasiou, A., Deffieux, T., Gennisson, J.-L., Montaldo, G., Muller, M., Tardivon, A., and Fink, M. (2008) *Ultrasound Med. Biol.*, **34** (9), 1373–1386.

28 Bavu, E., Gennisson, J.L., Couade, M., Bercoff, J., Mallet, V., Fink, M., Badel, A., Vallet-Pichard, A., Nalpas, B., Tanter, M., and Pol, S. (2011) *Ultrasound Med. Biol.*, **37** (9), 1361–1373.

29 Shinohara, M., Sabra, K., Gennisson, J.-L., Fink, M., and Tanter, M. (2010) *Muscle Nerve*, **42**, 438–431.

30 Gennisson, J.-L., Deffieux, T., Mace, E., Montaldo, G., Fink, M., and Tanter, M. (2010) Viscoelastic and anisotropic mechanical properties of *in vivo* muscle tissue assessed by supersonic shear imaging. *Ultrasound Med. Biol.*, **36** (5), 789–801.

# 第2章 散斑干涉法和非线性方法成像

## 2.1 概述

本章主要讲述两种具体的成像技术：散斑干涉法和非线性成像法。这两种技术不仅提供了极大的提高图像质量的方法，而且对那些由非规则媒介所生成的图像，也提供了校正方法。这两种技术的核心是利用多套有瑕疵的图像，即对这些多重曝光进行处理，并将结果进行组合，从而创建出一个接近成像机制理论极限的最终图像。这里，两种方法均依赖于利用先进的求平均值方法，特别是利用傅里叶和希尔伯特变换的相位空间来实现它们的目标。在这两种情况下，每次曝光都能通过传统的成像系统来获得，这种易于实现的特性使得这两种技术更加有效。这些方法最常见的应用是在光学方面，利用可见光光谱，以及光学与声学在波动性方面的相似性，使得这两种技术对整个光谱（X射线、红外线、紫外线）的成像非常有效，而且对声学成像也有效。

在其最基本的形式下，大多数读者已经倾向于使用一种最简单的求平均值方法来提高数据质量。这里，对多个静态图像，也有可能是多组实验数据，求均值来降低图像（或数据）中的噪声。当然，观察对象在一段时间内处于静止时，这种方法才可行。不论散斑干涉法还是非线性成像法都比这种简单的求平均值方法更好。实际上，这两种方法都倾向于工作在动态系统中，而且目标的运动（或视运动）可用于改善图像。

对于散斑干涉法，本章将检查其应用在天文学中的方法。这里目标的位置是由一个次要的因素改变的，这可能也会使图像模糊和失真。这种失真可能会非常严重，以至于在短曝光时仅仅能获得一个有斑点的图像，因此使用术语斑点成像。与此相反，当获得一个长曝光图像时，将会得到一个模糊分布图像。通过利用傅里叶空间和结合多个短曝光，目标的视运动和失真会被消除。其他相关的散斑技术也利用这些散斑图像做不同的用途。例如，在力学上，激光干涉仪可以被用来创建散斑干涉模式，从而能够测量目标的失真程度。其他作者已经转而使用图像处理技术来创建散斑追踪算法，用来追踪小反射体或散射体的运动。

在第二种技术中（即非线性成像法），将会讨论流媒体这个特例。这里流媒体的散射产生了图像中的动态噪声。与散斑干涉法类似，它是利用随机的反射或者斑点来创建图像。这次，利用傅里叶空间，通过对信号的相位进行分析，来增强来自流媒体的小的反射。对比多组曝光之间的差异可以用来反映流动区域，并且也消除了图像中任何的静态区域。其他形式的分析流媒体的方法也使用了源自流媒体的漫反射，例如，多普勒成像利用反射来测量多普勒频移；B-flow成像利用特殊编码的脉冲来增强和检测来自血流的反射；还有前面提到的散斑跟踪算法。非线性成像也有很多其他的用途，但是通常与

流媒体成像不是特别相关。典型的，这些是先进的成像处理技术（平滑、边缘检测、噪声滤波、特征提取等)，其物理或数学滤波与处理包含了一些非线性运算。

## 2.2 散斑干涉法

### 2.2.1 简介

正如前面提到的那样，散斑干涉法有改善抖动图像的能力，其最初的一个用途是在地面天文学方面。在这种情况下，地球大气层上的波动导致了来自恒星与行星的光线的模糊和扭曲失真。这反过来使图像中的物体失真，从而使得获取一些特征变得困难，如双恒星和其他精细的天文特征。由地球大气层引起失真的是一些弱光图像，这些图像是由于光线传播了遥远的距离而导致的（某些情况下仅仅检测到少量的光子)，并且望远镜的振动引起了图像在望远镜光学上的额外运动。这些遥远的距离同样增加了光学信息的散度，导致许多天文特征进一步融合在一起。通过使用散斑干涉方法，这种对图像的破坏可以平均在许多曝光上面。事实上，天文学家发现这种技术非常强大，能够解决以前在原始图像上难以察觉的双恒星特征，而且在许多情况下仅由望远镜产生图像（例如，有限衍射图像)。

我们将会讨论一个基于光的方法的细节，光和声音之间的联系是它们都具有波动性，而且其检测设备（相机的 CCD 元素和声线阵列的二维元素）也相似，这意味着这种技术可以很容易地应用到声学应用中。因此，在任何领域里，散斑干涉法都为图像的改善和修正提供了一个有效和强大的工具。

### 2.2.2 拉贝瑞方法

散斑干涉法中的斑点指的是从短曝光时间获得的图像的模糊斑点结构（当一束激光从散射面反射时可以观察到相似的结构)[1]。通常认为这些短曝光的有斑点的图像比长曝光的图像包含更多精细的天文特征信息，在长曝光图像上的斑点会随着时间的推移而变模糊。这个基本的推理成为一种刺激因素，拉贝瑞在 1970 年开始开发第一个散斑干涉方法，他相信这个技术是迈克尔逊恒星干涉法的延伸，并且尽可能地引用恒星直径测量方法的应用（分色）和恒星系统的研究。人们很快意识到这项技术也使得分色的测量，以及通常被大气遮掩的假双星的亮度的差异的测量成为可能[2]。

现在拉贝瑞的方法在天文界是众所周知的，其基本的算法可以描述为 7 个步骤。

拉贝瑞的基本算法：

1）利用常规的技术获得多种曝光或者图像：

$$I(k)$$

2）对每个图像进行二维傅里叶变换：

$$\widetilde{I}(k)$$

3）数据的量级，更确切地说是平方系数已经获得。这把复杂的有价值的傅里叶数

据变成了真实的价值（强度），并失去了相位信息：

$$|\tilde{I}(k)|^2 = \tilde{I}(k)\tilde{I}^*(k)$$

4）对多次曝光的数据取平均值，给定目标傅里叶变换的平均强度：

$$\langle|\tilde{I}(k)|^2\rangle$$

5）对一个已知的恒星进行第二组测量，并找到两组数据之间的比例。

6）作为步骤5的替代，通过一些其他的方法测量大气的散射是可行的。步骤5和步骤6两个方案都移除了散射系数，而第一个方案参照已知的恒星，对恒星的亮度进行了标准化：

$$\langle|\tilde{I}_1(k)|^2\rangle/\langle|\tilde{I}_2(k)|^2\rangle$$

7）对数据进行二维逆傅里叶变换。

结果就是要得到的图像。

这个图像仅限于找到恒星的量级和两个恒星之间的分离。

在上面，$\tilde{I}$（$k$）是散射信号 $I(x)$ 的傅里叶变换（$x$ 代表特殊的区域，$k$ 代表空间频率或波数），并在 $N$ 次曝光上求平均。利用这7个步骤，拉贝瑞的技术将原始的目标 $\tilde{I}_o$（$k$）和多次曝光的平均 $\tilde{I}_1$（$k$）（在傅里叶空间中）联系起来，通过下面的方程：

$$\frac{\langle|\tilde{I}_1(k)|^2\rangle}{\langle|\tilde{I}_2(k)|^2\rangle} = \frac{|\tilde{I}_{o1}(k)|^2\langle|\tilde{S}(k)|^2\rangle}{|\tilde{I}_{o2}(k)|^2\langle|\tilde{S}(k)|^2\rangle} = \frac{|\tilde{I}_{o1}(k)|^2}{|\tilde{I}_{o2}(k)|^2} \tag{2.1}$$

式中 $S$（$k$）——大气的散射，已经被消除掉。

关于如果得到这个结果的完整证明已在拉贝瑞最初的论文[1]中进行了详细的描述，并且在许多其他的研究处理散斑干涉法的论文和文章中也有概述[2-4]。

作为对拉贝瑞方法的一种近似或者简化，第5步中选用参照恒星㊀的方法细节通常会被忽略不提。这种简化仍然足够描述该方法的基本原理，且通常只在较少的科学环境中采用。该方法也对许多情况同样有效。例如，可能希望获取一张图像，并对详细的测量数据不感兴趣，但是依赖于大气和望远镜的散射，在整个傅里叶变换（$k$）区域上可以得到一个平均的常数值。剩下的就是一个近似的成比例方程：

$$\langle|\tilde{I}(k)|^2\rangle \propto |\tilde{I}_{o1}(k)|^2$$

虽然对图像数据求平均值通常可以去除图像中的噪声，但是这并不是该技术的真正数学能力。正如诺克斯和汤普森[3]所描述的那样，已经证明，仅仅取平均值并不会产生一个衍射有限的结果，并且这种图像没什么用，会非常模糊。分辨率的提高源自取模（步骤3）和求平均值（步骤4）的结合。这些步骤结合在一起，对图像产生了最大的增益，并已经被证明，会提供衍射有限的结果。这意味着图像最终的分辨率仅仅受限于望远镜理论上的局限性，次要的天文问题被有效地消除掉了。

拉贝瑞方法的下降沿是相位信息的损失，这是由于取傅里叶变换的模造成的。在拉贝瑞最

㊀ 这里怀疑原书中印刷有错误，a reference star 被印刷成了 a reference start。——译者注

初的论文中，相位的损失被认为是“使得目标的重建成为不可能的事情，除非目标有一个对称中心”[1]。人们立即意识到，这种特别的对称可以是双恒星系统的对称情况，因此给予了拉贝瑞方法体系的第一个应用。虽然人们有极大的兴趣把这种方法应用到更为通常的目标或者多重星系中，但是，仅能应用于对称中心系统的这条限制使得该方法难以解释这些结果，这是因为结果图像中的信息有限，这在数学上被描述为“仅仅得到目标的自相关”[3]。

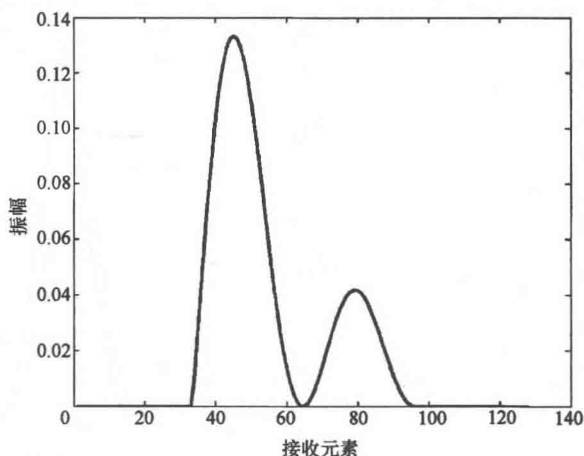



图 2.1 一个双恒星系统的模拟信号

为了视觉参考，利用拉贝瑞方法获得的样本结果能够在图 2.1 ~ 图 2.4 和图 2.5 ~ 图 2.7 中看到。在这里，使用两种模拟的一维信号来帮助显示这个过程。第 1 种（见图 2.1 ~ 图 2.4）通过一个一维信号模拟了类似双恒星系统（双重来源）的情况，这个一维信号带有两个邻近的不同振幅的峰值（见图 2.1）。这个数据是随机分布的，两个振幅是可变的，并且整个位置会左右移动（见图 2.2）。这种散射会重复多次来产生所需要的曝光，然后通过拉贝瑞技术处理这种曝光。产生的结果如图 2.3 所示。在天文用途上，这个结果与最初的双恒星系统信号是相似的，并且中心和边峰之间通过合适的距离分割开来。值得注意的是，这一结果并不重现确切的信号，而是关于中心对称。此外，这两个峰值的整体振幅的比例与原始的信号的比例不同。这里，两者的观察值都是信号相位信息丢失的结果，并且所描绘的内容严格精确地匹配对傅里叶变换强度的重建，也就是 $|\tilde{I}(k)|^2$。

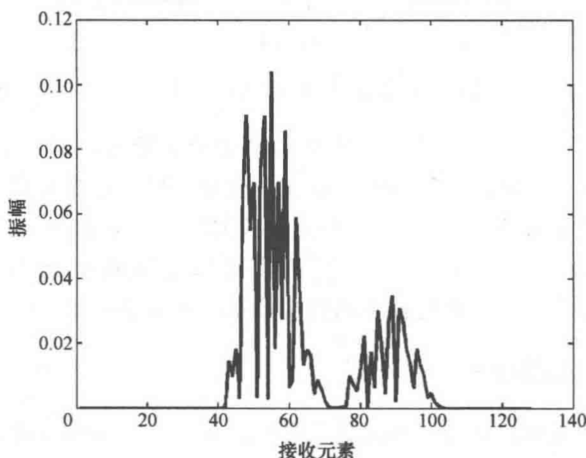



图 2.2 从双恒星系统（见图 2.1）得到的样本散射信号

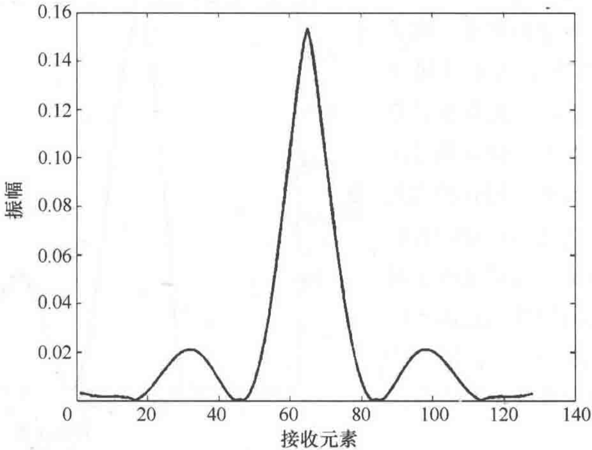



图 2.3 利用拉贝瑞方法恢复双恒星系统（见图 2.1）的信号

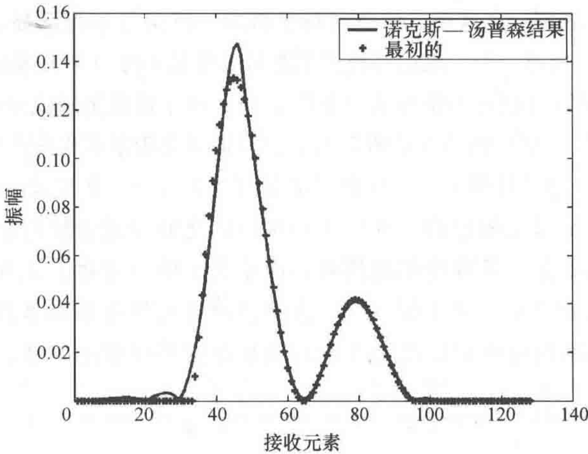



图 2.4 利用诺克斯-汤普森方法恢复双恒星系统（见图 2.1）的信号

如图 2.5 所示，当这一过程对一些未知的抽象对象重复进行时，结果的用处会更少。虽然傅里叶空间中的强度信息被再一次正确恢复，但是在拉贝瑞方法处理过程中的相位信息损失变得非常重要，而且会导致信号不能以一个完整意义的方式恢复（见图 2.6）。相比之下，诺克斯-汤普森方法的结果可以更加精确地重现初始信号（见图 2.4 ~ 图 2.7），此方法能够恢复损失的相位信息。接下来将会讨论这是如何实现的。

### 2.2.3 诺克斯-汤普森方法

拉贝瑞技术对特定的天文特征的图像恢复提出了一个初始的步骤，在这个过程中相位信息的损失不允许此技术成为一种适用于更一般情况下的图像恢复工具的解决方案。诺克斯和汤普森[2,3]想通过开发一种确定这一相位信息的方法来解决这个问题，然而仍

然处于统计平均多次曝光来提高图像的质量这一最初的想法上。拉贝瑞方法能准确地获得强度分布，而诺克斯-汤普森方法实际上是对拉贝瑞已经证明的工作进行专门设计，是拉贝瑞方法的一种扩展版本。通过获得相位信息和强度信息，这种联合的技术不仅允许分析更加复杂的恒星系统，而且当检查两个维度时，可以利用任意强度模式或任意形状创建一个系统来重建通用的对象。用来恢复的数据是图像的傅里叶空间，诺克斯和汤普森发现，相位信息能够通过检查下面的乘积保留：

$$\tilde{I}(k)\tilde{I}^*(k+\delta) \tag{2.2}$$

式中 $\tilde{I}(k)$——强度 $I(x)$ 的傅里叶变换（$x$ 代表空间域，$k$ 代表空间频率或波数）；

$\delta$——空间频率上一个很小的变化。

给它一个相位，这个很小的变化 $\delta$ 允许该值仍然为一个复数，与拉贝瑞方法处理过

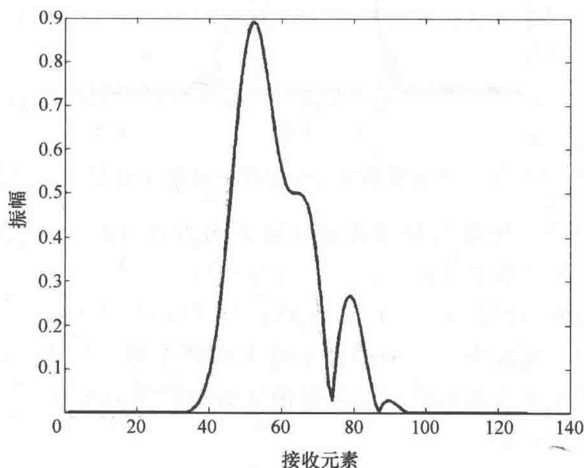



图 2.5 一个抽象对象的模拟信号

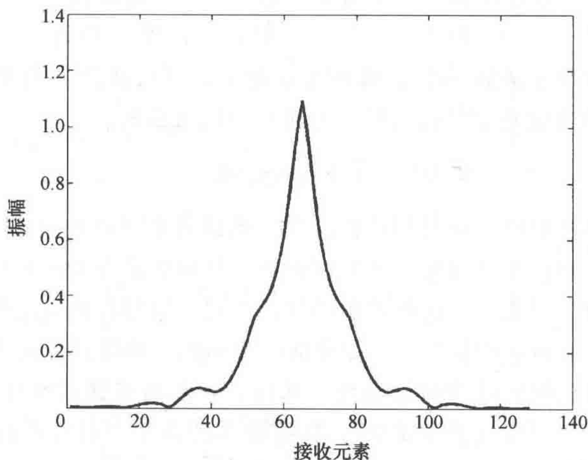



图 2.6 利用拉贝瑞方法恢复抽象对象（见图 2.5）的信号

程得到的模值相反：

$$|\widetilde{I}(k)|^2=\widetilde{I}(k)\widetilde{I}^*(k) \tag{2.3}$$

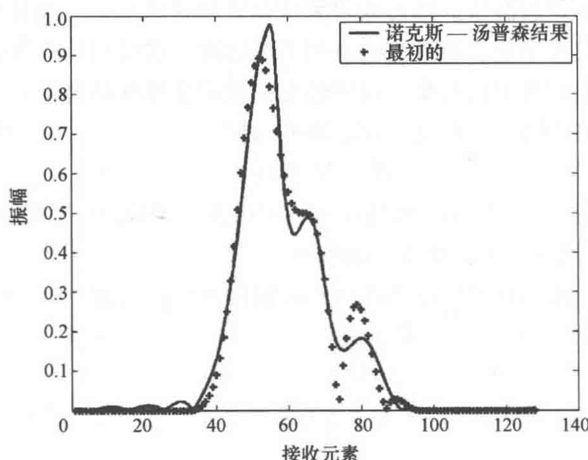



图 2.7 利用诺克斯-汤普森方法恢复抽象对象（见图 2.5）的信号

这个值是一个实数。诺克斯和汤普森能够证明当式（2.2）的值平均到多重曝光时，结果会是一个相位差的估计值（$\Delta\Phi$），也就是

$$\Delta\Phi=\Phi(k+\delta)-\Phi(k)=\mathrm{Phase}[\langle\widetilde{I}(k)\widetilde{I}^*(k+\delta)\rangle] \tag{2.4}$$

或者，用他们自己的话说“对象的傅里叶变换两个邻近点之间的相位差能够通过测量在图像照片的傅里叶变换中的亮点之间的复杂的相关系数决定”（由诺克斯-汤普森指出存在一个统计自相关⊖）[2,3]。

由于相位是一个相对的量，一个任意的点可以定义为零点，相位值可以通过将相位差求和得到。因为这些计算是在傅里叶空间中进行的，自然的选择就是把空间（$k=0$）的中心定义为零点，并且作用向外。在这里，诺克斯和汤普森使用了一个转移傅里叶空间，使得直流偏移量（$k=0$）位于中心位置，中心“以外”的值是正的和“负的”空间频率。现在，相位按照诺克斯-汤普森的方法定义，强度按照拉贝瑞的方法建立，现在图像（或者更确切地说是图像的傅里叶变换）可以被重建：

$$\widetilde{I}(k)=|\widetilde{I}(k)|\exp[i\Phi(k)] \tag{2.5}$$

由于傅里叶变换的相位和量级都可以恢复，采用傅里叶逆变换能够重现原始图像，同时导致散射的求平均技术被移除。这不仅会允许分析更复杂的恒星系统，而且会创建一个系统来重建大致的对象，而这些对象用其他方式重建都会造成散射。

一旦目标有图 2.5 所示的信号，正如前面所提到的，拉贝瑞方法无法恢复这种模式（见图 2.6），只能重现傅里叶空间的强度。然而，正如所承诺的那样，诺克斯-汤普森方法确实充分地重建了图像（见图 2.7），只有微小的误差。对简单的双源情况（见图

⊖ 不要与信号处理中的自相关过程混淆。

2.4)，前面的结果更加令人印象深刻，重建的模式与最初的情况几乎是相同的。恢复过程中的任何差错都可能是由恢复相位信息时的错误造成的，这一点的重要性会在接下来简单地讨论。恢复过程中的小错误也可能仅仅是由在用在创建这些图像时诺克斯-汤普森计算使用了有限数量的曝光造成的。

### 2.2.4 相位差计算的重要性

尽管在文献中并不经常强调，诺克斯和汤普森注意到相位差的计算是在不精确的过程中，因为只有有限的差异能够被计算出来。这导致了相位计算的可靠性随着计算的起始点越来越远而慢慢降低。实际上，这个小的事实使得任意零点的起始点位置非常重要。通过在 $k=0$ 点开始，并向外作用，在低频时相位是最精确的。典型地，这对应于傅里叶空间中强度最高的区域，因此在这个区域能使重建的精确性最大化。距离 $k=0$ 更远时，相位的计算变得不太精确，但是傅里叶空间的强度变量通常来说会很小，因此，已经造成的错误在很大程度上不会影响图像。

也许存在不符合这种模式的情况，这是完全有可能的。对于任何此类的情况，起始点可以根据需要调整，然而，这需要一些图像的知识来恢复。

### 2.2.5 二维空间拉贝瑞和诺克斯-汤普森方法

尽管上面的讨论描述的是一维空间中的处理过程，但是这一过程自然也可以在二维空间中创建一个图像（正如拉贝瑞的技术）。二维中傅里叶空间的转换并不比一维中困难。这里图像的傅里叶变换会沿着一个轴，该结果会通过沿第二个轴的第二次傅里叶变换来处理。二维的逆变换过程是完全一样的。

对诺克斯-汤普森方法来说，寻找相位信息可能是一个稍微复杂的过程，因为可以在两个轴中的每一个轴上单独地计算差值：

$$\Delta\Phi_x(kx,ky)=\Phi(kx+\delta,ky)-\Phi(kx,ky) \tag{2.6}$$

和

$$\Delta\Phi_y(kx,ky)=\Phi(kx,ky+\delta)-\Phi(kx,ky) \tag{2.7}$$

这增加了复杂性，因为可在不止一条路径上计算相位（见图2.8）。通过考虑这些多个路径和计算均值能够提高产生的相位差的精确性。例如，为了得到相位 $\varphi$（$kx+\delta$, $ky+\delta$），可以计算

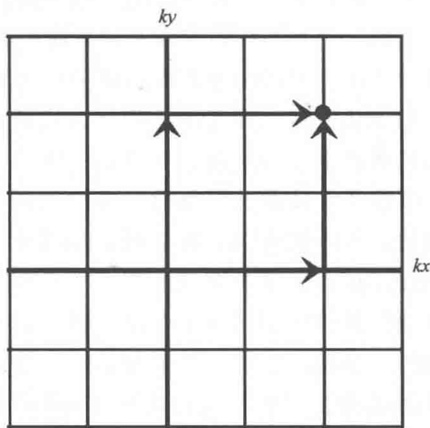



图2.8 重建相位的两条路径

$$\Phi(kx+\delta,ky+\delta)=\Delta\Phi_y(kx+\delta,ky)-\Delta\Phi_x(kx,ky) \tag{2.8}$$

和

$$\Phi(kx+\delta,ky+\delta)=\Delta\Phi_x(kx,ky+\delta)-\Delta\Phi_y(kx,ky) \tag{2.9}$$

尽管这在数学上简化到了相同的结果，但是每一个 $\Delta\Phi$ 项是一个独自估计的计算结果，记住这一点是很重要的。这种估计使得两个相位的值略有不同。因为这一点在很多文献中都被忽视了，要特别注意，当许多路径取平均时，在平均两个结果时，必须在（$-\pi$，$+\pi$）或者（0，$2\pi$）之间通过一个以 $2\pi$ 为模的运算符[2]重新定义每个相位。

### 2.2.6 散斑干涉法的其他改进

因为诺克斯-汤普森相位计算方法是一种估算，其他的作者已经尝试改进这项技术。寻找更先进技术的读者[5-10]可能对一些处理方法感兴趣，例如斑点掩膜和三相关技术[5,7]来创建更高质量的图像。其他的技术也存在，例如为处理特定问题的一些方法，如利用快速傅里叶变换技术[9]加快处理速度，或者处理非常低的声子限制的案例。后面的参考文献提供了这些引用的详细信息，还有拉贝瑞[1,8]和诺克斯-汤普森[2,3]的论文。

## 2.3 非线性成像

### 2.3.1 简介

为了处理声学和光学成像领域中的非线性成像问题，这有两个解释：

1）使用介质的非线性来成像（如创建额外的谐波）。

2）成像技术或者处理过程（滤波器、运算符）自身是非线性的。这种非线性可能是由于使用多项式方程、叠加、非线性微分方程，甚至模糊数学。

本节讨论第 2 种情况。通用的非线性成像技术的一些例子包括各种各样的选择。最常见的一些是平滑、边缘检测、噪声滤波、特征提取等[11]。这里每一项技术通常是独一无二的，并且非线性成像并没有通用的框架，但是它们确实全部都不是线性的。然而正如一些文章中指出的那样，即使这种非线性很难为所有技术定义。

由于还没有一种基本原理能概述通用的非线性成像技术，本章将会转而选择考察一种特例，其中几个关键过程与前一节中的那些散斑干涉法成像方法有关，特别是平均技术，此技术利用了包含在每个图像的斑点中的信息和重建图像的傅里叶空间中的信息。此外，本章将会分析一个动态系统，特别是在一个静态结构下或者多静态层下（见图 2.9）的流媒体成像的问题。这里假设流媒体拥有一些散射特性，这种特性将会在短曝光图像或者每个声学 A 型扫描上创建随机的反射或者斑点。这些斑点在系统的静态响应上是叠加的。非线性成像将会用来分析每个曝光之间的可测量的差异，并反映成像区域。通过测量曝光之间的差异，

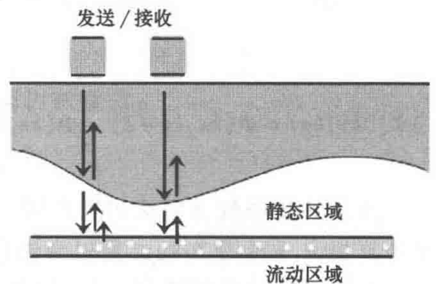


图 2.9 一个普通的流动系统：层有各种各样的厚度，甚至可能是不均匀的，但随着时间的推移是静态的

这项技术有额外的功能，即从图像中删除任何静态源，仅仅只留下一个流动区域的图像。

基于叠加原理，这种基于差异的分析是有效的。在每一个曝光中，静态区域的响应大致是相同的，这包括位置、相位和峰值的振幅。随机的斑点会添加到这个响应中，并且每个曝光之间是变化的。因此两个曝光相减可以删去任何相同的静态响应，留下流动图像的斑点。即使结构不是一个简单的类型（扁平、均匀和同质的），这一种检查差异的情况依然会起作用。不规则的甚至不均匀的流体，结构可能通过这项技术来成像。因为虽然这个响应可能是复杂的，但是从曝光到曝光是一样的。

## 2.3.2　偏差（平方差）或绝对差

两个图像之间最明显的差的测量是统计偏差（或者简单地说平方差），或者是差的绝对值的总和。虽然在非常理想的环境下，在数学上这是可靠的，但是由于实际原因，在呈现在这里的情况下，它只有有限的用途。这里，尽管散射可能在数据中产生可测量的信号，但是这些反射通常非常小；并且即使从一个零值测量时，偏差或者差异的值将会在某种程度上最小化。为了更好地区分来自噪声信号产生的波动的散射，需要一个更易辨别的散射波动的测量方法来创建一个高质量图像。就像在散斑干涉法中，傅里叶空间中的信息对分析斑点是有用的。在这种情况下，分析的是信号的相位。

## 2.3.3　基于傅里叶变换的方法

最简单的相位测量是通过傅里叶变换的方法，此方法中相位($\Phi$)是通过反正切函数与傅里叶变换的实部和虚部关联起来：

$$\Phi(f) = \arctan\left[\frac{\mathrm{Imag}(f)}{\mathrm{Real}(f)}\right] \tag{2.10}$$

在这里，相位可以在傅里叶空间中的任何离散频率（$f$）下进行估计，通常是利用一个依赖于反正切函数的符号估计，所以可以得到一个 $0 \sim 2\pi$（或者 $-\pi \sim +\pi$）的全方位的相位。正如图2.10所示的例子，考虑了一系列的A型扫描，两个静态墙之间单

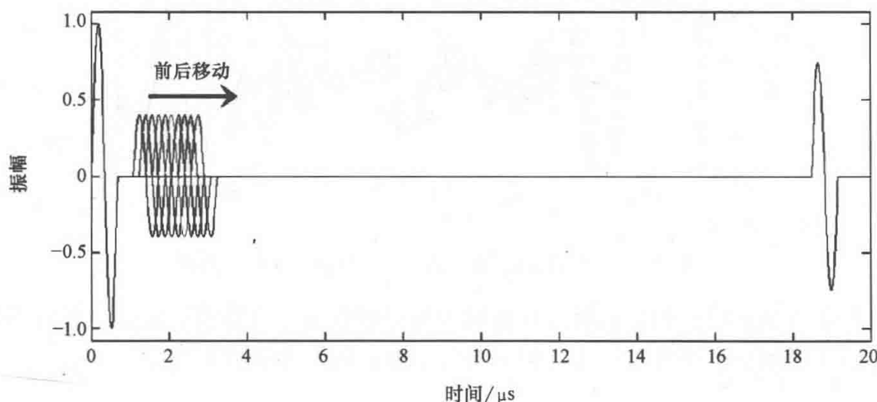



图2.10　一系列模拟的A型扫描和前进的散射体位置

个散射流中的一个反射。在这种简单的例子中，由于来自散射流的单个反射的位置缓慢增加，同时傅里叶变换的相位也缓慢地振荡，导致了相位的改变，这使得散射体的检测成为可能（见图 2.11）。然而现实世界的情况更加混乱，有各种各样的散射体和反射（见图 2.12），从曝光到曝光之间，傅里叶变换的相位仍然是不同的，因此，仍然允许分析每个曝光之间的偏差和检测散射体。在没有流动的情况下，每个 A 型扫描变得大致相同，并且相位的振荡减少到接近为 0[⊖]。

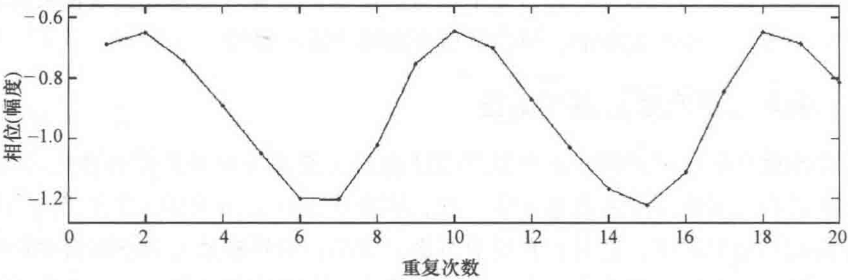



图 2.11　图 2.10 中的每个曝光中 A 型扫描的相位

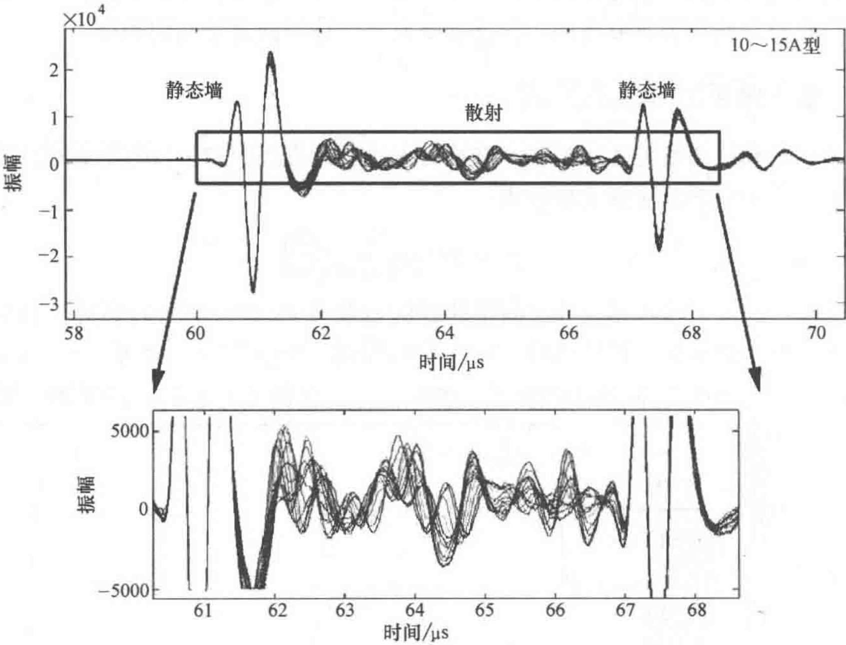



图 2.12　实验数据得到的一系列散乱的 A 型扫描

上面所有例子中，相位是在与反射脉冲相应的频率下计算的，在这个脉冲的带宽限制之内的其他相位的计算也产生类似的行为。脉冲的频率带宽之外的任何相位信息会展

⊖ 实验系统中显示的任何噪声引起了一些小的相位改变。

现随机的行为，这是由于在这个频率下缺乏一个适当的信号。

### 2.3.4　傅里叶方法：如何创建一个图像

由于通过检查每个曝光中的偏差，相位可以用来有选择地处理一个流动区域和一个非流动区域之间的不同，因此完全有可能通过考察下式中的量来开始形成一幅图像：

$$I(x)=\sum_{m=1}^{N-1}\left|\Phi_m(x)-\Phi_{m+1}(x)\right|^2 \tag{2.11}$$

式中，$I(x)$为位于点 $x$ 的单个像素，与得到相位 $\Phi$（$x$）的位置相同，并且相位是在反射波的适当的频率上计算的。在它的当前状态，这些 $N$ 次曝光创建了 $N-1$ 次偏差来创建一个像素。然而，在多重曝光中，只要系统是稳定的，就不需要一次仅仅考虑两组相位。如果得到 $N$ 次曝光，可以交叉比较每对曝光的相位：

$$I(x)=\sum_{m=1}^{N-1}\sum_{n=m+1}^{N}\left|\Phi_m(x)-\Phi_n(x)\right|^2 \tag{2.12}$$

这个方程式现在产生了 $N^2/2$ 个对比的顺序，能够利用最小数量的扫描，极大地提高图像改善的比率。这个方程式描述了一个单元素系统，这个系统中每一个位置对应于一个像素，并且结果应该提供每秒内流量或散射体的一个定性的测量。然后这一过程就可以在多个像素上重复来形成一幅图像，第二个轴服从于一个二维图像。在这里，每一个像素都对应于自身的一组扫描，这组扫描可以通过电动系统或者一次成像一个元素的阵列得到。

当使用一个阵列时，多个元素可以共同工作，这是由于它们能够同时收发数据，因此会从一个大的区域寻找和接收数据。如果阵列的长度为 $D$，方程式恰当的形式变为[12-14]

$$I(p_x)=\sum_m\left|\int_0^D\Delta\Phi_m(x)\mathrm{e}^{ikR}\mathrm{d}x\right|^2 \tag{2.13}$$

式（2.13）是所有可能的相位差之和，$R$ 是当前像素（$p_x$）到成像在位置 $x$ 上的区域之间的距离，并且有深度 $Z$：

$$R=\sqrt{Z^2+(p_x-x)^2} \tag{2.14}$$

注意在这里，像素（$p_x$）的位置和数组（$x$）的元素是独立的⊖，因此允许这项技术自插值，并且产生像素位置在阵列元素之间的图像。

### 2.3.5　傅里叶变换：使用的问题

如图 2.11 所示的例子中，大家可能已经注意到，相位不足一个完整的 $2\pi$ 范围。这样一种缩小是由于数据的傅里叶变换中包含了静态的墙。虽然通过分析墙内部的数据可以得到一个完整范围的值，但是当没有流动和反射来检测，只留下系统噪声时，这会产生问题。由于缺乏一个适当的信号，相位将会剧烈地振荡，因此当与曝光对比时，会产生很大的相位差。正是这种性质使得在试图使用这一技术作为完整形式的成像方法时，

⊖ 它们可能在相同的轴上，但是一个像素不需要与一个数组元素相对应。

引起了麻烦。尽管它可以精确地检测到流动区域，并移除静态区域，但是会失败在没有响应的区域。任何这种区域的成像对式（2.11）或者式（2.12）（每秒测量的定性的散射体）来说会有一个非常大的结果。因此，这项技术依赖于知道在哪个区域流动是可以预期的，并且能够对一个检测到静态墙的区域采用傅里叶变换来产生可靠的结果。

图2.13显示了傅里叶方法的一个样例结果。在这里，为了形成正确的图像，流动区域是已知的，而且通过一个简单的阈值，外部的数据是从处理过程中排除的。尽管创建了流动区域的图像，而且与使用的真实世界中的物体很好地对应，但是利用一些区域中一个大的阈值，这项技术的输出并没有把流动区域从周围的区域分离出来。此外，流动区域的大小似乎并不能定性地认为是流的量（或者每秒的散射体）。因此，尽管该方法创建了一个非常快速的方式在理想的情况下对流动成像，我们应该寻找一个更加合适的方法来利用一个想法，即分析相位差得到最好的结果。

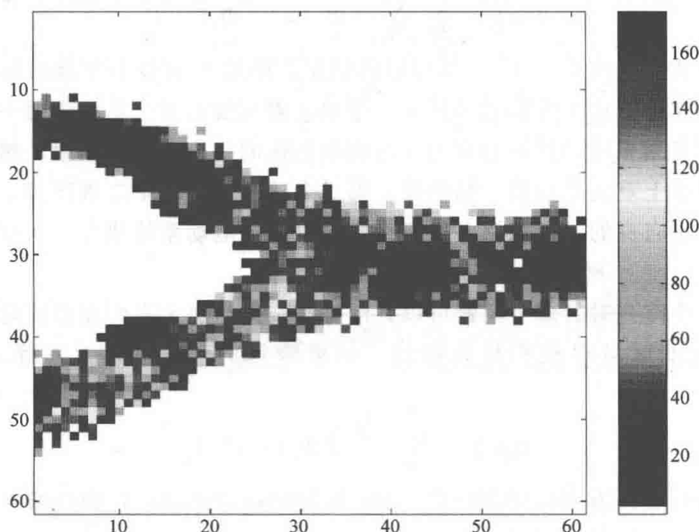



图2.13 傅里叶方法得出的结果

## 2.3.6 基于希尔伯特变换的方法

检测相位的第二种方法是通过希尔伯特变换，它通过估计信号的虚部能够以连续的方式获得相位（图2.14显示了一个曝光的希尔伯特变换）。这样一个信号的虚部的估计是通过在信号的相位信息中引入一个 $\pi/2$ 的相移来完成的。尽管这可以通过傅里叶变换手动完成，但是大多数信号处理软件已经把这一过程作为一个内部函数。一旦得到了希尔伯特变换，相位可以在每个时间间隔中找到

$$\Phi(t)=\arctan\left[\frac{\mathrm{Imag}(t)}{\mathrm{Real}(t)}\right] \tag{2.15}$$

这里指出了连续的相位分布不再需要频率选择，并且一个依赖于反正切函数的符号应该再次用来获取一个完整范围的相位值。

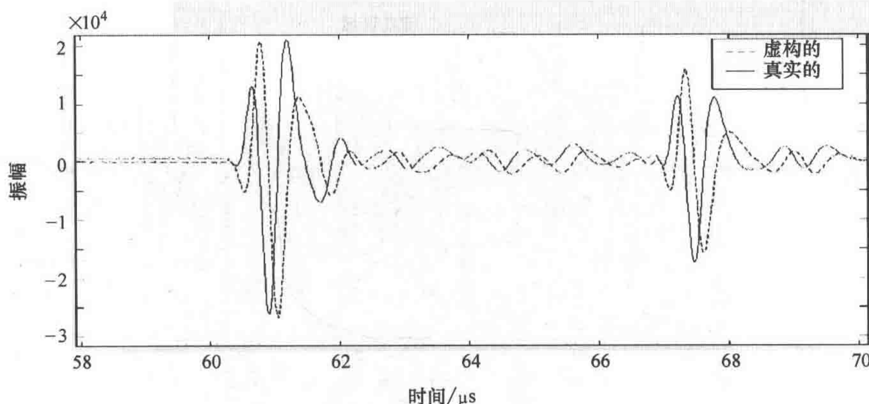



图 2.14　希尔伯特变换的振幅（一个散射体）

尽管式（2.15）表示的公式能够找到相位，但是当处理非常小的信号，特别是真实世界的数据，还是会存在问题。在真实世界的数据中，信号中的噪声将会在一个0/0分隔周围引起快速波动（这导致了快速的相位变化和利用相位差成像中的困难）。然而，在大多数实验中呈现的小的自然直流偏移量（$d$）为我们显示了一个解决方案，因为式（2.15）能够更加准确地表达为

$$\Phi(t)=\arctan\left[\frac{\mathrm{Imag}\ (t)}{\mathrm{Real}\ (t)+d}\right] \tag{2.16}$$

由于这个小的有限直流转换式（2.16）现在变为对小信号的一个$0/d$的分隔，因此产生了一个反而更加稳定的相位，反过来，在这些低振幅的区域仅仅有微小的相位差。相反地，当振幅比较大时，要么是由于散射的存在，要么是静态的反射，初始的相位能够近似地重新获得

$$\Phi(t)=\arctan\left[\frac{\mathrm{Imag}(t)}{\mathrm{Real}\ (t)+d}\right]\approx\arctan\left[\frac{\mathrm{Imag}\ (t)}{\mathrm{Real}(t)}\right]\quad \mathrm{Real}\gg d \tag{2.17}$$

相位估计错误中的任何差异会进一步降低，因为大家感兴趣的是计算相位之间的偏差而不是相位的准确的值。为了得到相位的最佳结果，需要平衡直流偏移量以便使它与噪声在相同的顺序上，或者使其略大，但是不超过散射信号。由于这个简单的变化，现在相位差能够在需要的时候变小了（静态对象、无流动的区域、纯噪声和无数据的区域），并且对散射区域（流）保持大的值。这使得流动区域能够独立地成像而不需要检测已知区域（见图2.15）。

正如傅里叶技术一样，图像是由扫描位置$x$的相位差的绝对值相加得到的，同时沿着时间轴$t[\Phi(x,t)]$有

$$I(x,t)=\sum_{m}\ |\Delta\Phi_{m}(x,t)|^{2} \tag{2.18}$$

其中总和在双向区别［如式（2.11）和式（2.12）］。由于流的散射在时间域上的不可预测性，这一过程必然会需要一定的时间（$t_1\sim t_2$）来检测以在合理的时间范围内建立一个高质量的图像。这将在公式中引入一个附加的和（或者整数）：

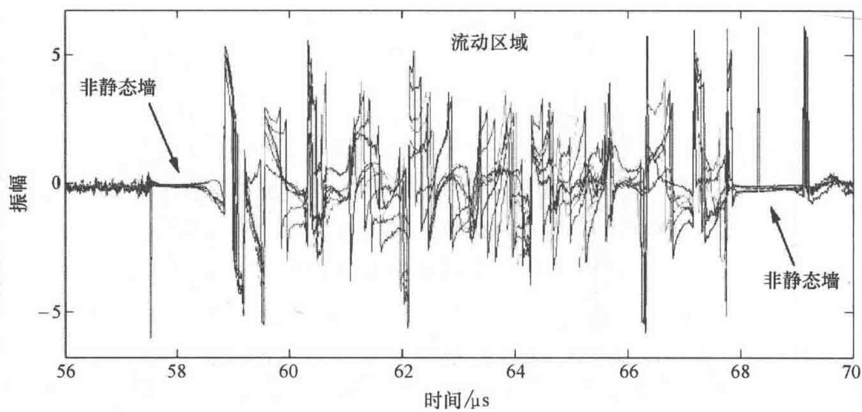



图 2.15 从图 2.12 实验数据得到的一系列散乱的 A 型扫描中多重散射体的希尔伯特变换相位差

$$I(x,t) = \sum_{m} \sum_{t=t_1}^{t_2} |\Delta \Phi_{m}(x,t)|^2 \tag{2.19}$$

时间总和涵盖整个 A 型扫描图像（见图 2.16，与图 2.19 的横截面），它与傅里叶变换在同一时期提出。在这里该项技术能够在不需要流在哪里被创建的知识或者如傅里叶变换（见图 2.15）中用阈值从过程中消除这些区域的情况下准确地识别存在流和不存在流的区域。同时在这里流中的分叉点也是显而易见的，正如在低频段处的一个轻微的狭窄。考查规模同时也对流过每个支流的分支数量给出了定性的信息。

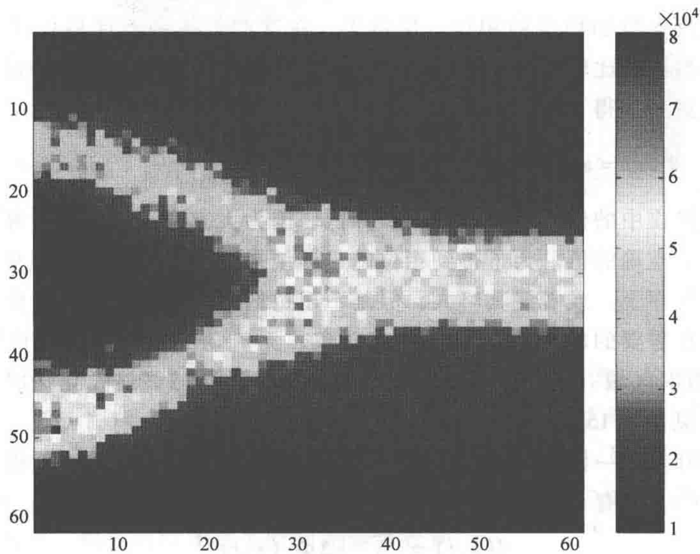



图 2.16 希尔伯特方法的结果

式（2.19）上的时间总和也可以在几个离散的时间段上做处理，创建一个类似于 MRI 和 CAT 扫描图像的环境以便可以在不同的深度上检查切片。这些多种多样的切片

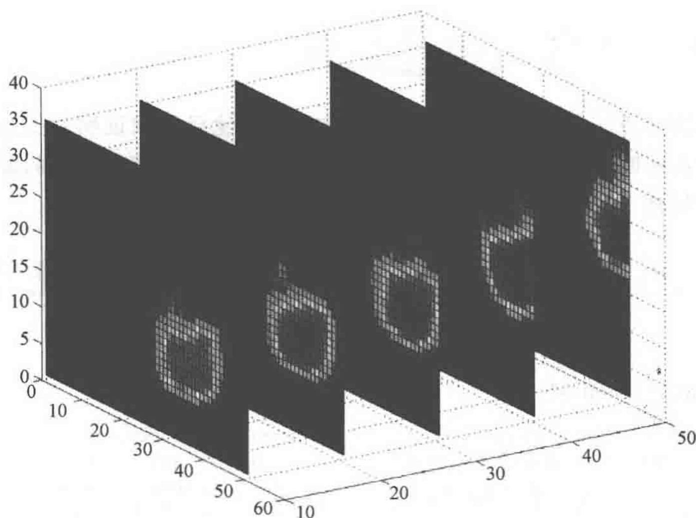


图 2.17　图像的切片横截

可以进一步被处理以展示流区域（见图 2.17）的交叉部分，或者用三维模型重建技术展示流的外表面以创建一个完整的可旋转图像（见图 2.18）。

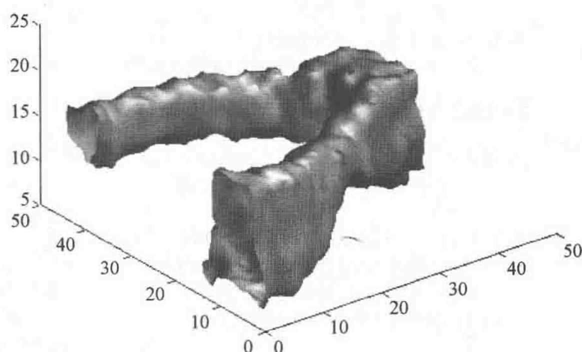


图 2.18　流动区域的三维图像

尽管这一三维图像为形象化该系统创建了一个极好的条件，简单的一维图像也可以被创建（或者直接从之前的结果中提取），同时为创建一个物理测量值提供一个机会。图 2.19 展示了一个用之前的结果测量流动区域直径的例子。

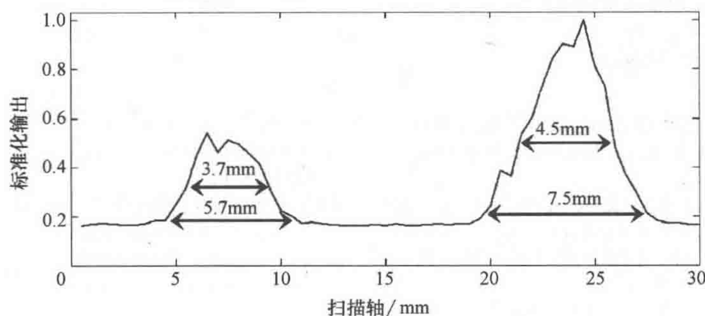



图 2.19　通过一维横截面估计直径

## 2.4 总结

以上讨论的斑点干涉法和非线性成像流检测方法论已经被证明对提高成像结果是有效且可靠的。在短曝光过程中每个依赖于斑点或者看上去是随机噪声的概念携带的信息表明在恰当的处理下可以创建比长曝光处理更好的图片。

## 参考文献


### Speckle: Base Methods

1 Labeyrie, A. (1970) Attainment of diffraction limited resolution in large telescopes by Fourier analysing speckle patterns in star images. *Astron. Astrophys.*, **6**, 85–87.

2 Knox, K.T. (1976) Image retrieval from astronomical speckle pattern. *J. Opt. Soc. Am.*, **66** (11), 1236–1293.

3 Knox, K.T. and Thompson, B.J. (1974) Recovery of images from atmospherically degraded short-exposure photographs. *Astrophys. J.*, **193**, L45–L48.

4 Weigelt, G. (1988) Interferometric imaging in optical astronomy, in *Evolution of Galaxies. Astronomical Evaluations* (ed. I Appenzeller), Lecture Notes in Physics, vol., **333**, Springer, pp. 285–298.

### Speckle: More Advanced Methods

5 Aime, C. (2001) Teaching astronomical speckle techniques. *Eur. J. Phys.*, **22**, 169–184.

6 Fontanella, J.C. and Seve, A. (1987) Reconstruction of turbulence-degraded images using the Knox-Thompson algorithm. *J. Opt. Soc. Am.*, **4** (3), 438–448.

7 Lohmann, A.W., Weigelt, G., and Wirnitzer, B. (1983) Speckle masking in astronomy: triple correlation theory and applications. *Appl. Opt.*, **22** (24), 4028–4037.

8 Labeyrie, A., Lipson, S.G., and Nisenson, P. (2006) *An Introduction to Stellar Speckle Interferometry*, Cambridge University Press.

9 Frost, R.L., Rushforth, C.K., and Baxter, B.S. (1979) Fast FFT-based algorithm for phase estimation in speckle imaging. *Appl. Opt.*, **18** (12), 2056–2061.

10 Northcott, M.J., Ayers, G.R., and Dainy, J.C. (1988) Algorithms for image reconstruction from photon-limited data using the triple correlation. *J. Opt. Soc. Am.*, **5** (7), 986–992.

### Nonlinear Imaging

11 Mitra, S.K. and Sicuranz, G.L. (2001) *Nonlinear Image Processing*, Academic Press.

12 Zyikova, N.V., Kondrat'eva, T.V., and Svet, V.D. (2001) Visualization of blood flow by ultrasound speckle interferometry. *Acoust. Phys.*, **47** (5), 578–584.

13 Zyikova, N.V., Kondrat'eva, T.V., and Svet, V.D. (2003) Acoustical images of objects moving under an inhomogeneous layer. *Acoust. Phys.*, **49** (2), 148–157.

14 Zyikova, N.V., Svet, V.D., and Shatskov, Y.A. (2006) Determination of the path of a sound source moving in an inhomogeneous medium. *Acoust. Phys.*, **52** (5), 561–570.

# 第2部分　先进成像技术和方法的新发展

## 第3章　生物软组织定量超声波显微镜的原理与应用

### 3.1　概述：生物组织超声波显微镜的基本概念

本章描述通过超声波方法对生物软组织的微观观察。相比于光学显微镜，超声波显微镜提供了定量的声学参数，如声波速率和与弹性相关的声学特性阻抗。另外，由于其无须着色处理，因此观察过程可以被快速执行而不会对样本引入任何化学和生物污染。两种由作者发明的超声波显微镜将会在后面介绍。

如果软组织可以被视为流体，可以假设只有压力波可以通过样本传递。压力波的声波速率为

$$c = \sqrt{K/\rho}$$

式中　$K$——弹性容积系数；

　　$\rho$——特定的引力。

正如所看到的，声波速率直接反映了它的弹性参数。为了测量局部声波速率，通常需要准备一份切片样本，并且需要测量声波在样本前后表面反射的时间差。在许多情况下切片会很薄，两个反射面在时间域内重叠。因此一些信号处理过程需要区分反射面。

然而在一些情况下，观察过程要求在对组织不进行切片的情况下执行。在这些情况下将不可能同时获得前后反射面，这将使得估计声波速率变得困难。相反地，表面上（或者在组织和确定媒介的交界面）的反射比例被表示为

$$R = \frac{Z_x - Z_0}{Z_x + Z_0} \tag{3.1}$$

式中　$Z_x$和$Z_0$——组织和媒介的声学特性阻抗（CAIs）。

式（3.1）假设波的作用方向是垂直于交界面的。CAI可以通过求解上述公式获得。CAI反映了如下弹性性质：

$$Z = \sqrt{K\rho} \tag{3.2}$$

因此，测量CAI就基本上等同于测量声波速率。

# 3.2 声波速率剖面

## 3.2.1 基本原理

声波速率剖面是对软组织定量估计的一种传统方法。声波速率与容积系数有很紧密的关系。这种类型的显微镜已经有相当悠久的历史，所以很多的数据已经被获取。最近的数字技术结合一个宽带脉冲波使得快速处理数字信号以精确计算声波速率和其他参数成为可能。然而，用于声波速率测量的样本需要在被应用于基片之前做切片到几微米的厚度。

软组织的声波速率可以在时域或频域分析。基本上它可以通过比较浸泡在结合媒介中的组织切片的前后表面的响应而被确定。如果组织的厚度 $d$ 是已知的，则声波速率 $c$ 可以由以下计算求得：

$$c = \frac{d}{\Delta t} \tag{3.3}$$

式中 $\Delta t$——前后表面响应的延迟时间。

然而在大多数情况下准确估计在声波聚焦点的厚度不是很容易的。因此，通常厚度和声波速率同时由结合媒介的声波速率估计得到。

## 3.2.2 被观察的样本

图 3.1 阐明了用于描述组织特征的超声波显微镜的概念。一个声学波是由相同的传感器传播和接收的。蒸馏水被用于作为样本和传感器的结合媒介。组织两面的响应被用于比较以确定声波速率和厚度。响应强度、厚度和声波速率的二维剖面图可以通过机械地扫描传感器获得。一个软组织被切片到 10μm 厚并被放置到载玻片上。在大多数情况下，软组织和玻璃基片间良好的粘附性甚至在滴入一滴水之后依旧能够维持，它将作为覆盖样本的结合媒介。

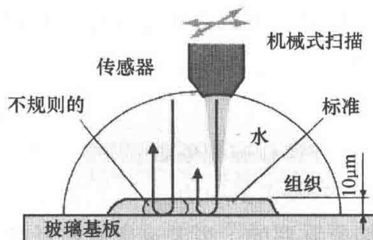
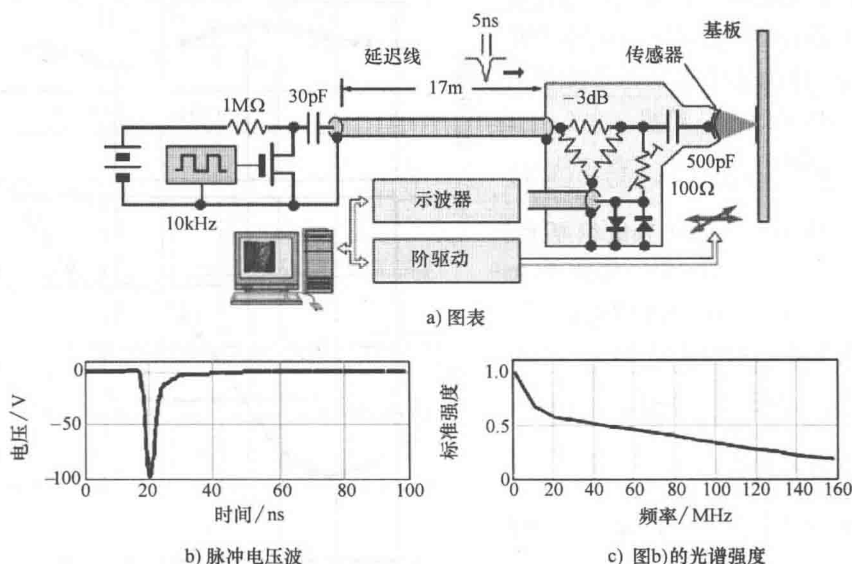



图 3.1 一个超声波声速显微镜的说明

## 3.2.3 试验性的设置和已获得的信号

图 3.2 展示了作者所在实验室的一种典型测量系统的原理图。30pF 的电容在几十伏特的电压下充电并通过晶体管开关放电，一个持续 5ns 的脉冲电压产生。该脉冲的频率是 10kHz。传感器拥有 1.2mm 的孔径和 1.5mm 的焦距。它的标称频率范围为 50 ~ 105MHz（ -6dB），中心频率为 80MHz。一个拥有宽频带的声学波通过应用脉冲电压产生，然后被送到基底。这种反射通过相同的传感器检测，并被引入到数字示波器（或者数字转换器）中。带宽限制和采样频率的典型值分别为 300MHz 和 2.5GS/s。为了减




a) 图表

b) 脉冲电压波　　c) 图b)的光谱强度

图 3.2　超声波声速显微镜的原理图及电子脉冲在时域和频域的波形

少随机噪声，在同一点处的 4 倍响应在被引入到计算机之前被平均到电子示波器中。传感器被放置在一个 $X$-$Y$ 坐标系内并由计算机通过通用接口总线操纵。考虑到传感器的焦距距离和可组合区域，在 80MHz 处焦点的直径被估计为 20μm。因此最近两点的距离被设置为 20μm。

## 3.2.4　声波速率的计算

### 1. 频域分析[1]

图 3.3 作为例子展示了反射波形。在没有组织的玻璃表面的波形如图 3.3a 所示。这个信号被作为参考波形，同时该点被定义为参考点。没有组织的玻璃表面的减少由考虑到包括参考点在内的三个不同点之间的时间延迟补偿。图 3.3b 展示了组织放置处的反射情况。响应的测量点将在图 3.7a 之后被指出。图 3.3b 中的波形包括组织的前后两边的反射。然而，将此分离成两个独立的信号是不容易的。

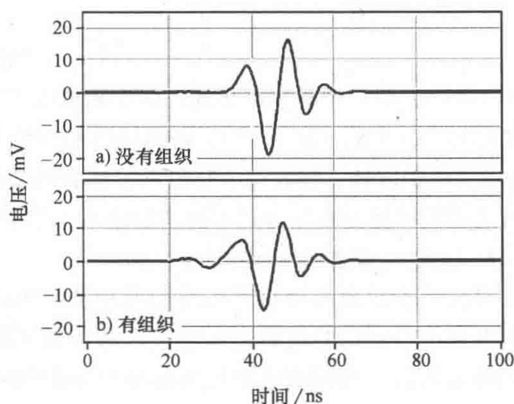



图 3.3　电子脉冲的波形

a）从没有放置组织的点处得来

b）从放置组织标本处得来

频域的分析是在假设两个反射相互干扰的情况下执行的。强度和相位范围由对波形做傅里叶变换计算得到。结果如图 3.4 所示。频谱通过参

考波形做标准化处理。假设 $f_m$ 作为强度频谱中最大或者最小点之一，$\varphi_m$ 作为相应的相位角，在最小点处的两个反射的相位差是（$2n-1$）π，给出

$$2\pi f_m \times \frac{2d}{c_0} = \varphi_m + (2n+1)\pi \quad (3.4)$$

式中　$d$、$c_0$ 和 $n$——分别为组织厚度、水的声波速率和一个非负整数。

在最大点处的相位差是 $2n\pi$，给出

$$2\pi f_m \times \frac{2d}{c_0} = \varphi_m + 2n\pi \quad (3.5)$$

相位角可以由下式表示：

$$2\pi f_m \times 2d\left(\frac{1}{c_0} - \frac{1}{c}\right) = \varphi_m \quad (3.6)$$

由于 $\varphi_m$ 是以声波速率 $c$ 穿过距离 $2d$ 的波和以声波速率 $c_0$ 穿过对应距离的波之间的相位差。联立求解式（3.4）和式（3.6）得

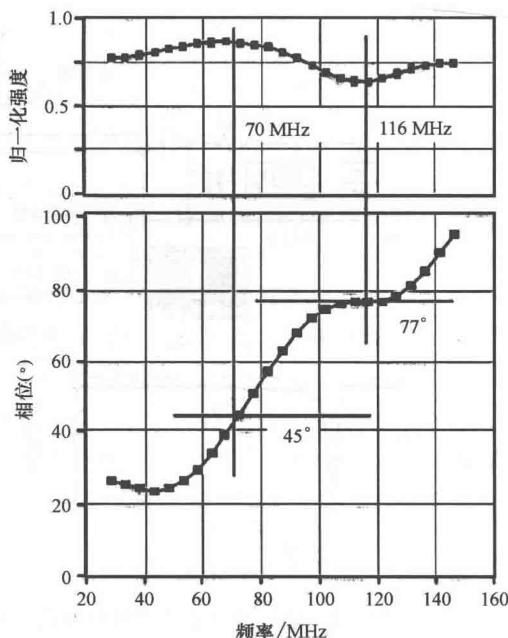



图 3.4　对于扰波形进行频域分析得到的结果

$$d = \frac{c_0}{4\pi f_m}\{\varphi_m + (2n-1)\pi\} \quad (3.7)$$

由此获得最小点。对于最大点，式（3.5）和式（3.6）给出

$$d = \frac{c_0}{4\pi f_m}\varphi_m + 2n\pi \quad (3.8)$$

最后，声波速率求解得

$$c = \left(\frac{1}{c_0} - \frac{\varphi_m}{4\pi f_m d}\right)^{-1} \quad (3.9)$$

在图 3.4 中，第一个最大点出现在强度频谱的 70MHz 处，并且这一频率处的相位角为 45°。将其代入式（3.8）和（3.9），解得厚度和声波速率分别为 11.8μm 和 1665m/s。第二个最小点在 116MHz 处，其对应的相位角得到的厚度和声波速率分别为 10.9μm 和 1691m/s。这些结果表明声波速率作为频率的函数是不完全单调的而是随着频率的增大而增大。

**2. 时间—频率域分析[2]**

对从组织被附着处得到的波形使用从无组织处得到的参考波形做去卷积处理。随后对从处理中得到的响应做高斯滤波以移除高频分量。图 3.5 展示了一个结果示例。组织前后两面的响应可以被清楚地看作是对立的两个顶峰。

这两个顶峰可以使用合适的窗函数分离开来。这一窗函数最初可以是一个以 1 为峰值的高斯函数，但是该顶峰通过在峰值点裂开而被填平并且在适当的长度上插入 1。这些分离波形的强度和相位范围随后由傅里叶变换计算得到。结果如图 3.6 所示。每个分

离波形的范围可以通过那些参考波形归一化。在任意频域 $f$ 有以下的两个表达式：

$$2\pi f \times \frac{2d}{c_0} = \varphi_{\text{front}} \tag{3.10}$$

$$2\pi f \times 2d\left(\frac{1}{c_0} - \frac{1}{c}\right) = \varphi_{\text{rear}} \tag{3.11}$$

式中　$\varphi_{\text{front}}$ 和 $\varphi_{\text{rear}}$——分别是从前后顶峰中获得的相位角。

最后，频率 $f$ 处的厚度 $d$ 和声波速率 $c$ 可以由下式计算出：

$$d = \frac{c_0}{4\pi f}\varphi_{\text{front}} \tag{3.12}$$

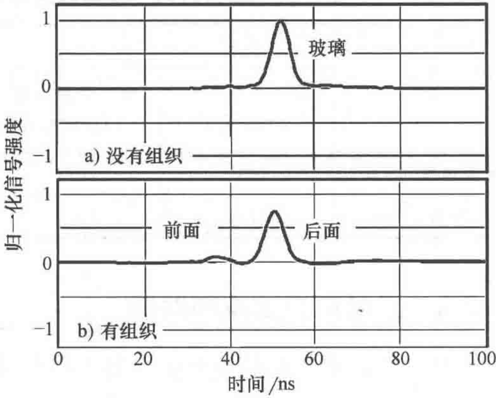



图 3.5　补偿后的样本反射声波

$$c = \left(\frac{1}{c_0} - \frac{\varphi_{\text{rear}}}{4\pi f d}\right)^{-1} \tag{3.13}$$

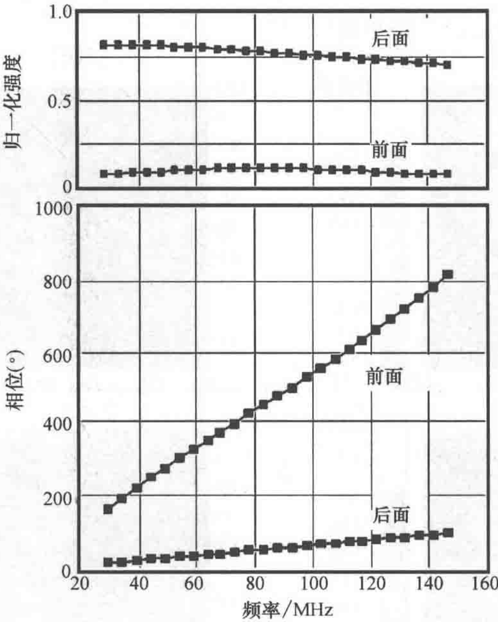



图 3.6　对补偿波形进行时间—频率域分析的结果

表 3.1 展示了用这种方法在 50 ~ 150MHz 之间不同频率处计算出的结果，在两个不同频率处的频域分析结果被展示在图 3.4 中。可以看出声波速率分布在 1650 ~ 1690m/s 的范围内并且随着频率的增大而增大。另外，在两个不同频率处的频域分析结果与对应频率处的时频分析结果一致。

**表 3.1　通过频率域和时间—频率域同时计算得到的在不同频率处的声波速率和厚度**

| 参数 | 频率/MHz | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 第 1 个最大值（70MHz） | 第 2 个最小值（116MHz） | 50 | 70 | 90 | 110 | 120 | 130 | 150 |
| 声波速率 $c/(\mathrm{m/s})$ | 1665 | 1691 | 1654 | 1669 | 1682 | 1692 | 1694 | 1696 | 1694 |
| 厚度 $d/\mu\mathrm{m}$ | 11.8 | 10.9 | 12.0 | 11.6 | 11.3 | 11.1 | 11.0 | 11.0 | 11.2 |

## 3.2.5　二维声波速率剖面图

图 3.7 展示了在频域分析中第 2 小值处和在时域-频率域分析结果中不同频域处的声波速率剖面图。对同一样本的第二个切片的光学显微镜检查表明了心内膜侧（图像的左侧）的巨大透明样变化，这被视为严重的同种异体排斥反应。在频域分析情况下，透明性病变下声波速率是 1530 ~ 1590m/s，这是明显低于正常心肌的（1600m/s 或更快）。由时域-频率域分析中获得的剖面图从外形上看上去非常相似，这暗示了它与频域分析的兼容性。然而，时域-频率域分析得来的剖面图表明在组织中的所有部分声波速率倾向于随着频率的增大而变得更高。

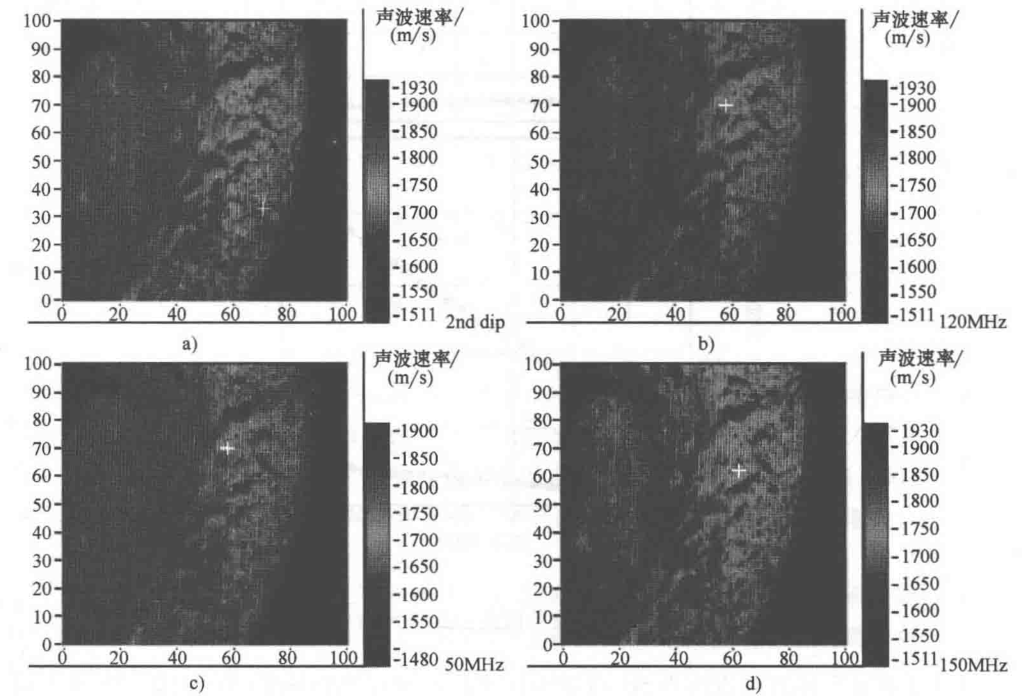



图 3.7　样本的分辨率为 100×100 的二维剖面图

a）频域分析：第 2 小值　b）时间—频率域分析，50MHz（注意规模不同于其他显微镜）　c）时间—频率域分析，120MHz　d）时间—频率域分析，150MHz（文中提到的示例是对 a）中标记的点的分析）

如以上所述，任意频率处的声波速率可以由时域-频率域分析计算得到。另外，时间域的两个顶峰使得理解波形由在组织前后边的两个反射组成变得容易起来。可能有对于三个反射表明依赖于组织的内部结构。如果分析是在频率域进行，这样的一个额外的反射将会引入一个明显的错误。在这种情况下，多于三个顶峰将会出现在时间域的补偿波形中。内反射可以通过使用一个合适的窗函数排除掉。同样地，两个表面间的多次反射将会影响频率域分析的精确度。这可以通过时域-频率域分析解决，因为多层发射信号出现在两个经过反卷积处理的主要顶峰之后，将会通过使用一个窗函数排除掉。

在这里的工作报告中，只有声波速率剖面图被观察。然而，如同两个反射的强度和相位范围可以被获取，一些其他参数如衰减和声学阻抗可能被视为频率的函数。作者相信这一新技术可以成为组织定征的一个强有力的工具。

### 3.2.6　更高空间分辨率上的尝试

在可视范围内一点的反射波形包含了焦点的信息。获得的声波速率图像因集光束的模式而变得模糊。然而，在一个确定点处的声波速率是通过一个顺着频率的复杂相位分析而决定的，所以对图像进行处理以恢复模糊的声波速率图像是不容易的。

另外，反射强度的模糊图像被近似认为是射束强度的空间分布和反射系数（注意这一表面的反射系数是由组织的前后表面组成的）的卷积。因此如果光束模式是已知的，一个反卷积处理可能将模糊的强度图像恢复为一个“尖锐的”图像。尽管这个恢复的强度图像与声学特征并没有直接的关系，这一锐化图像也将会帮助我们观察组织的微观形态。该系统将会被改进以至于“用于形态学检查的优良强度图像”能够弥补“在用于定量检查的空间分辨率上有一些约束的声波速率图像”以获得更好的组织特性。

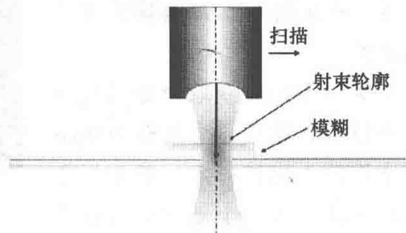



图 3.8　超声波显微镜下的模糊

当一个图像是通过一个超声波显微镜发送和接收超声波波形所创建时，合成图像是没有目标的真实结构清晰的（见图 3.8）。模糊源于超声波传感器的定向性。这一图像被认为是把由传感器的方向性决定的模糊函数应用于目标的真实结构而得到的结果。对于二维图像，声学性质的真实分布和观察到的声学强度图像之间可以被表达为

$$y(i,j) = \sum_{n,m} h(n,m)x(i-n,j-m) = h(i,j) \otimes x(i,j) \tag{3.14}$$

式中　$x(i,j)$——声学性质的真实（准确的）分布；

$y(i,j)$——模糊的声学强度图像；

$h(i,j)$——观察系统的模糊函数；

$\otimes$——卷积。

当超声波光束只聚焦于可视范围内一个点时，该模糊函数转变为一个德尔塔函数：

$$h(i,j) = 1\{i=0, j=0\}$$

$$0\{\text{其他}\} \tag{3.15}$$

在空间频率域（由波数表示）的模糊函数是完全单调的，在这种情况下：

$$y(i,j)=x(i,j) \tag{3.16}$$

观察到的声学强度图像与真实的声学特性分布一致。另外，当光束不是聚焦到一点而是扩散到视野范围内时，模糊函数就不再是一个德尔塔函数了。因此在频域，模糊函数对频率是有依赖性的。其特征是信号是随着频率的升高衰减的。结果是观察到的图像变得模糊并且与理想图像不同。

模糊图像的高频部分不是那么重要。然而，这部分并不是完全消失。通过对式（3.1）运用傅里叶变换，空间频率域的关系可以被表示为

$$Y(k_i,k_j)=H(k_i,k_j)\cdot X(k_i,k_j) \tag{3.17}$$

式中 $k$——波数。

这将式（3.14）中的卷积关系转变为式（3.17）中的一个简单的乘积关系。这样，将观察到的图像恢复为频域中的真实分布就可以用如下公式表达：

$$X(k_i,k_j)=\frac{Y(k_i,k_j)}{H(k_i,k_j)} \tag{3.18}$$

真实分布可以通过傅里叶逆变换获得。在执行如上操作之前，模糊函数 $H$ 应该是先被确定。这可以通过观察参考目标的已知声学特性的真实分布而实现：

$$H(k_i,k_j)=\frac{Y_{\text{ref}}(k_i,k_j)}{X_{\text{ref}}(k_i,k_j)} \tag{3.19}$$

通过使用 $1/H$ 函数 $Y$ 可以被恢复为 $X$。将来这个 $1/H$ 会被定义为恢复函数。

作为一个用于获取模糊函数 $H$ 的参考目标，使用一个带有 200μm 直径小孔的金属板样本。首先，它的良好图像是由一个光学显微镜获取的（见图 3.9a）。图 3.9b 展示了由声学显微镜获取的声学强度图像。小孔区域的声学反射系数假设为 0 并且图像其他部分填充了离小孔边缘足够距离处的声学特性的平均数。

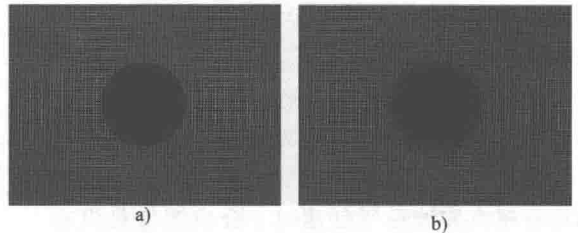
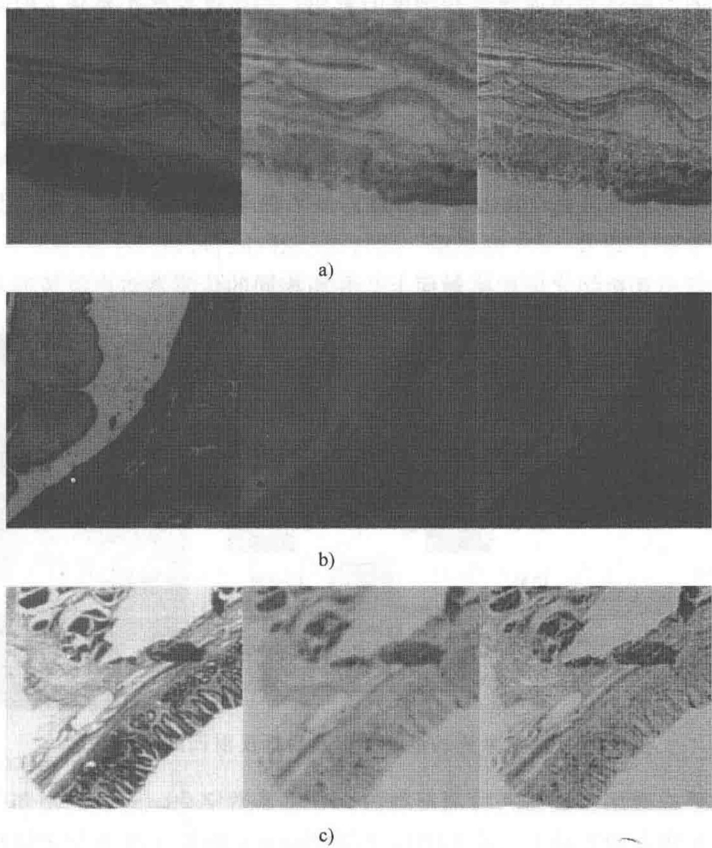


图 3.9 a）在光学显微镜观察的理想结果 b）200μm 针孔直径的实际超声波图像

这一图像处理被用于手术中切除的组织，如食道、乳腺和胃等的声学特性图像。在每个数字集合中，左边的图像是彩色光学图像（苏木素-伊红染液着色），中间的图像是原始获取的模糊声学特性图像，右边的图像是处理后的图像。图 3.10a 展示了食道的示例，包括黏膜层、黏膜下层以及肌层。一个单腺黏膜层的尺寸大约是 40μm。然而，获取的中心频率大约是 100MHz 的原始声学图像的分辨率大约是 18μm。因此，这个结构不能清楚地从原始图像上获取。相反，这一结构可以从处理过的与光学图像相同分辨率的图像中获得。图 3.10b 所示是一个乳腺的示例。在处理过的图像中可以看到肌肉纤维



a)

b)

c)

图 3.10　身体组织的声学图像的改善

a）食道　b）乳腺　c）胃

（光学显微镜着色图（左），原始声学图像（中），以及改善的声学图像（右））

的方向。图 3.10c 所示是一个胃的示例。胃壁的分层外观可以清楚地在处理后的图像上被看到。

## 3.3　声阻抗剖面

### 3.3.1　基本原理

在之前的部分中提出了脉冲驱动的超声波速率显微镜可以获得声波速率图像。尽管一个低粗糙度的样本也允许使用这种类型的显微镜，但是将样本切成几个微米薄的部分对于观察也是有需求的。然而，在很多情况下切片处理是需要避免的，因为切片会损坏组织的一些功能。另外，如果组织与液体耦合介质如纯净水接触则组织也会受损。

基于以上原因，提出了声学阻抗显微镜以能够绘制出组织的截断面声阻抗的局部分

布。由于给出的声阻抗是声波速率和密度的乘积，当密度差异不是很大时，它将与声波速率有很大的关系。这一部分将介绍用于截断面声阻抗微观成像的方法。

### 3.3.2 试验布置

图 3.11 阐明了声阻抗显微镜的轮廓。蒸馏水被作为“基底和传感器”之间的耦合介质，最大脉冲重复率高达 10kHz。该传感器是一种 PVDF-TrFE 式传感器。它通常带有 1.5mm 直径的光圈，以及 3mm 的焦距。通过电压脉冲，可以产生频率成分宽广的声波。声波被聚焦在基板和组织之间的接触面上，并用相同的传感器对声波传递和接收。

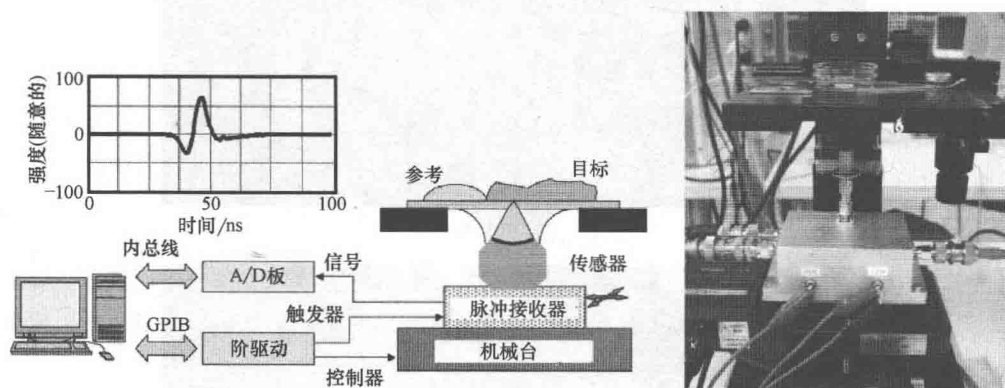



图 3.11 测量系统的概略图以及目标反射回的声波波形

采用示波器或数字转换器来检测反射波，并将其数字化。通过焦距和传感器的截面积，可以估算出焦点的直径大约在 80MHz 时为 26μm。最近的两个点之间的距离通常设置在 10μm，以保证有足够的横向分辨率。把焦点固定在基板的背面，再通过平台驱动装置对传感器机械性扫描，可以获得一个二维声阻抗剖面。用 200 像素 ×200 像素来描述一个 2mm×2mm 的典型可视区域。

进行一次观测大约需要 1min 的时间。为了节省数据从示波器（或数字转换器）到计算机的传输时间，可以在波通过接触面之前，使用其 fast-frame 模式将通过每个 X-scan 的波形存储在示波器中。为了降低随机噪声，在同一个点上计算 3～4 次响应时间的平均值。

### 3.3.3 观测样本

软组织样本的横截面与基板相接触。基板是一个厚度约为 0.5～1mm 的平坦的塑料平台，由聚乙烯或聚苯乙烯制成。一个已知声阻的参考材料也放置在相同的基板上。大多数情况下，把目标组织与参考材料放在同一个视域内一起进行观察。

某些情况下，会事先使用等离子清洗机对基板的表面用常压等离子体处理 3s，以改善其亲水性。

可以根据测量的方便性，选用硅橡胶、蒸馏水或琼脂作为参考材料。如果选用硅橡

胶作为参考材料，则必须在 24h 后观察，因为硅橡胶必须进行硬化，来保持材料的稳定性。

考虑到刻度的精确性，参考材料应该具备物理和化学性质稳定性，并且应当与基板完全接触。建议选用的参考材料的声阻值接近目标的声阻值。此外，对于基板而言，大部分可选用的塑料材料的声阻值都比生物组织的声阻值高。这种情况下，发射信号的相位在接触面上会发生反转。与目标的声阻值相比，基板的声阻值应该足够高，这样才能保持强反射性。但是，如果基片的声阻值太高，就会增加耦合介质和基板之间接触面的反射系数，同时降低传输到目标的信号的强度，这会显著降低信噪比。因此，为了获得一个良好的信噪比，应当仔细地选择材料。

### 3.3.4 采集的信号

图 3.12 展示了反射后的声信号。在这种特定的情况下，用一个水滴作为参考，并用一部分小脑组织作为目标。来自目标组织的信号与来自参考材料的信号非常相似，这暗示了组织的声阻与水的声阻接近（$1.5\times10^6$Ns/m$^3$）。在图 3.12b 中，展示了一个目标信号的强度谱，该信号已通过参考信号归一化，还展示了目标的互功率谱以及参考信号。强度谱从 15MHz 到 100MHz 几乎是平缓的，比 1.0 稍小。这表明，目标的阻抗与参考材料的阻抗有些不同。声阻的校准方法将在后续章节中详细描述。目标和参考信号的互功率谱表明，一个宽带声信号已经成功产生了。

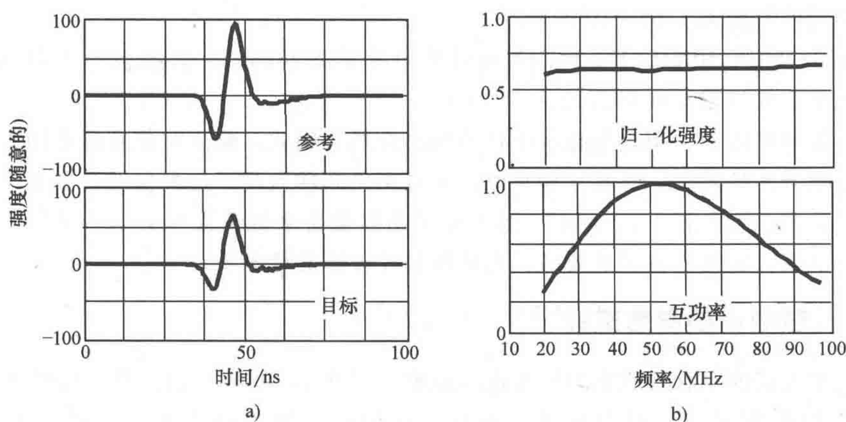



图 3.12 a）时域中的波形 b）频域中的波形

### 3.3.5 特征声阻抗的校准[3]

图 3.13 展示了声阻抗的校准。目标信号与参考信号进行了对比。接下来，将用 $S$ 来表示一个任意频率的信号成分。考虑到反射系数，目标信号 $S_{target}$ 能够表示为

$$S_{target}=\frac{Z_{target}-Z_{sub}}{Z_{target}+Z_{sub}}S_0 \tag{3.20}$$

式中 $S_0$——发射信号；

$Z_{target}$和$Z_{sub}$——分别是目标的声阻和基片的声阻。

另外，参考信号能够表示为

$$S_{ref} = \frac{Z_{ref} - Z_{sub}}{Z_{ref} + Z_{sub}} S_0 \tag{3.21}$$

式中 $Z_{ref}$——参考材料的声阻。

我们能够测量$S_{target}$和$Z_{ref}$，但是，无法直接测量$S_0$。目标的声阻可以通过$Z_{target}$和$S_0$的联立方程来间接求解。

$$Z_{target} = \frac{1 + \frac{S_{target}}{S_0}}{1 - \frac{S_{target}}{S_0}} Z_{sub} = \frac{1 - \frac{S_{target}}{S_{ref}} \cdot \frac{Z_{sub} - Z_{ref}}{Z_{sub} + Z_{ref}}}{1 + \frac{S_{target}}{S_{ref}} \cdot \frac{Z_{sub} - Z_{ref}}{Z_{sub} + Z_{ref}}} Z_{sub} \tag{3.22}$$

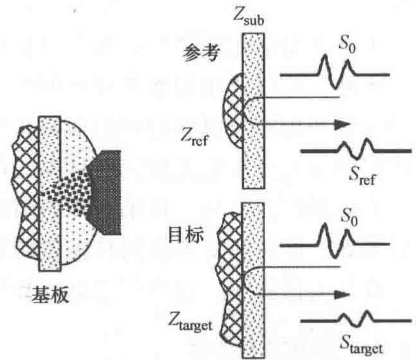



图 3.13 图示声阻的校准

上式假定，$S_0$在整个观察过程中是一个常数。

当采用水作为参考时，一般假定其声阻是$1.52 \times 10^6 Ns/m^3$。另外，当采用硅橡胶时，要以水作为标准参考材料，将硅橡胶的声阻进行校准。在这种情况下，使用$0.98 \times 10^6 Ns/m^3$这个数值。在观察之前的一小段时间内，也采用同样的方法对琼脂进行校准。校准后的数值为$1.65 \times 10^6 Ns/m^3$。

由于在25℃、50MHz下，PMMA基片的声速是2.78km/s，其密度是$1.16 mg/mm^3$。因此，把基板的声阻校准到$3.22 \times 10^6 Ns/m^3$。

由于传感器的设计用途是在水中作为耦合介质，因此，焦点和传感器之间的塑料板可能会造成异常的发生。当基片非常厚，并且夹角非常大时，这种偏差会非常严重。但在此次实验中，夹角较小，为14°，这暗示了由异常带来的错误也会小。但是，如果要精确估算声阻，定性分析是必要的，尤其在基片较厚的情况下。

## 3.3.6 大鼠的小脑皮质观察[4]

我们用大鼠的小脑组织作为样本进行观察。图3.14展示了用声阻显微镜观察到的小脑皮质的发育情况。对大鼠进行解剖，并切除大鼠的整个大脑。用转子切片机（Dohan EM，日本京都）对一部分分离出来的小脑进行切片（200μm厚）。切片放置在冰面上的氧磷酸盐缓冲溶液中，搁置1h，进行培养。对它们用4%的甲醛固化剂进行化学固化20min。为了便于光学观测，在一些切片上对钙结合蛋白D-28k进行免疫组化染色。对于其余完整的样本，以适当的横截面

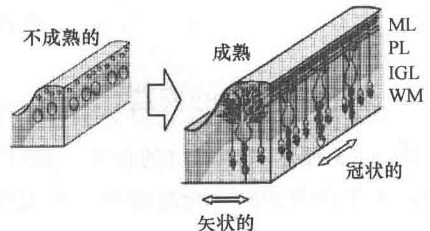



图 3.14 图示小脑皮层的发育

进行切割。完整的样本和固化后的样本都在相同的 PBS 中进行漂洗和观察。

分子层中的平行纤维是一些颗粒细胞的轴突，它们在小脑的神经连接中有重要作用。迁移颗粒细胞水平地延长它们，并形成了大量伸向浦肯野细胞树突的兴奋性突触。这些是小脑的主要神经回路，因而，随着不断的发育，平行纤维应当会形成一个丰富的分子层。但是，很难对发育在一个以上分子层的大量平行纤维进行计算。我们没有足够的组织化学工具来可视化发育中的平行纤维。尽管电子显微镜能够显示出精细的结构，但是这只能显示范围很小的局部图像。由于提出的声学技术的观察域与光学显微镜的观察域一样宽，因此，声学技术应当是一种合适的替代方案，并且这种方案无须任何组织化学工具。

颗粒细胞从心室区脱离出来，并在处于发育过程的浦肯野细胞的顶部形成了一片神经元次生区，这片次生区称为外部颗粒层。在出生以后，该层上的细胞继续活跃地增生，并且在产后的 7 ~ 10 天中产生大量的颗粒细胞后代。

上述过程后不久，并在最终的有丝分裂之后，颗粒细胞就会从一个非常圆的细胞向着更加水平走向的形状进行演化，因为他们开始把轴突切向延伸至皮质表层，称为平行纤维。随后，颗粒细胞的细胞体迁移至小脑的深处，因此，可以把细胞体看作字母 T 的形状。细胞体最终会穿过浦肯野细胞层，然后开始在颗粒细胞层中生长树突，直至出生后的 20 天。

另外，在出生时，浦肯野细胞已经分布在浦肯野细胞层上，但是它们的树突很短，并且也未发育成熟。它们形成了轴突，伸向颗粒细胞的平行纤维，并构成了小脑神经网络。网络层包含平行纤维，浦肯野细胞树突称为分子层。平行纤维很薄，属于无髓神经纤维。由于平行纤维横穿左右半球之间，小脑皮质的矢状切面显示出了平行纤维的横截面，同时，冠状缝切面显示了侧面图。

图 3.15 展示了大鼠小脑在不同阶段的矢状切面观察图像，包括未成熟阶段（P1，产后一天）、过渡阶段（P7）和成熟阶段（P20）。图 3.15 所示的所有样本都已经经过了化学固化处理。

在未成熟的小脑矢状切面（P1）中（见图 3.15a），外部颗粒层（EGL），即矢状切面的外层，显示出了比内层更高的阻抗。在声学图像中，矩形框内的区域在形态上对应于免疫组化观察，尽管二者在尺度上不能完全对应上，但其实，这因为在观察过程中组织受到了一些压缩。在这个阶段，由于髓磷脂还没有生成，所以无法清楚地观察到白色物质（WM）的存在。

在过渡阶段（见图 3.15b），四个不同层的分布变得广泛了：WM、内部颗粒层（IGL）、浦肯野层（PL）和 EGL。该图显示出，EGL 和 IGL 的阻抗要比 PL 和 WM 高。但是在这些图像中，还无法清楚地观察到声音和免疫组化观察在形态上的一致性。

在成熟阶段（见图 3.15c），EGL（由许多小神经元细胞体构成）已经发育成分子层（ML），它由细长的轴突（神经突）构成，称为平行纤维。在声图中，能够更清楚地观察到这四个层——WM、IGL、PL 和 ML。同时，也能清楚地观察到声音和免疫组化观察之间的一致性。

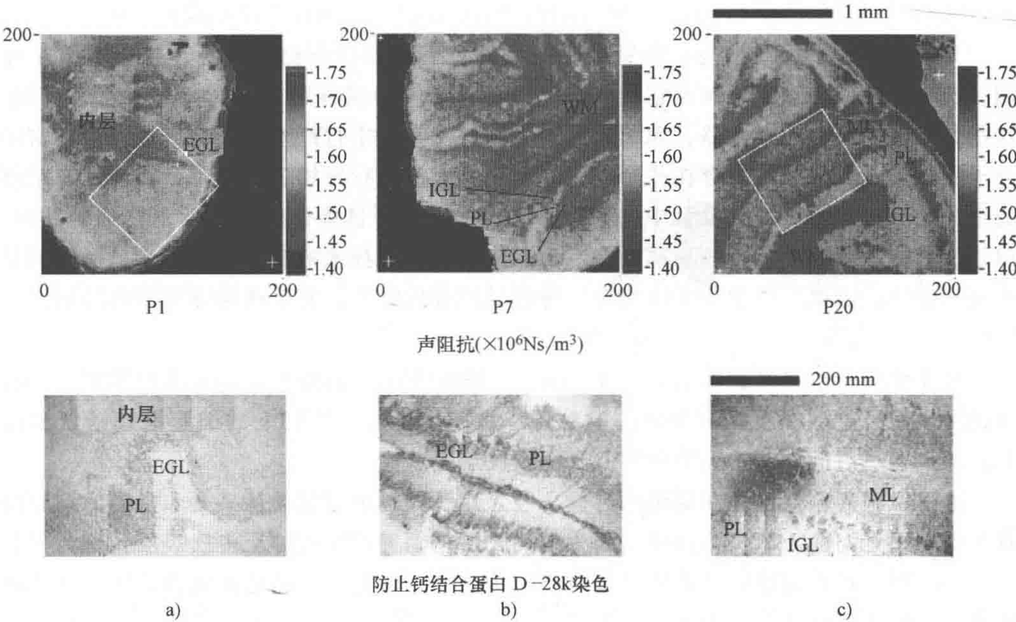



图 3.15 处于不同发育阶段的小脑皮层二维剖面图

a）未成熟（P1，出生后 1 天） b）过渡阶段（P7） c）成熟阶段（P20）

（上面一行显示的是声阻（$\times10^6$Ns/m$^3$），下面一行显示的是光学显微镜的观察结果。样本：大鼠，矢状断面，化学固定。频率范围：60～100MHz）

由于 WM 富含脂肪，因此它的声阻会比 IGL 要低。ML 由轴突构成，这些轴突有大量高弹性的肌动蛋白纤维，导致了其声阻较高。但是，还无法得知浦肯野层声阻较低的原因。这还需要进一步的药理学研究。

## 3.3.7 细胞尺寸观察[5]

为了进行细胞尺寸观察，使用了一个带有薄陶瓷膜的传感器和一个蓝宝石棒透镜。尽管电脉冲与组织观察到的电脉冲相同，但是产生的声波却有更高的频率成分（见图 3.16）。我们把细胞放在了一个经过特别设计的培养皿中进行培养，其外壁是一个约 70μm 厚的聚苯乙烯膜。

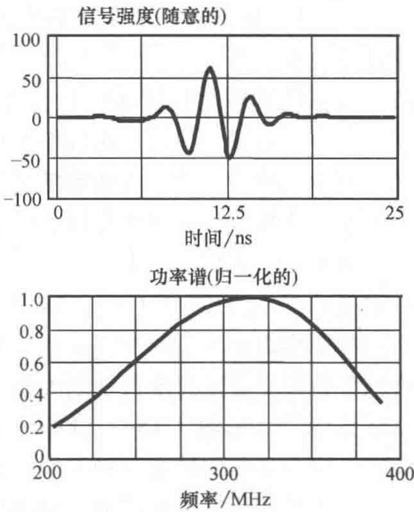



图 3.16 细胞大小的超声波形以及其频谱

图 3.17 显示了结果。细胞大小从 30μm 扩张到 100μm。由声学测量观察到的形态与光学显微镜下观察到的结果相似。但并不完全相同。声阻显微镜可视化与基板膜相接触的区域，而光学显微镜描绘了

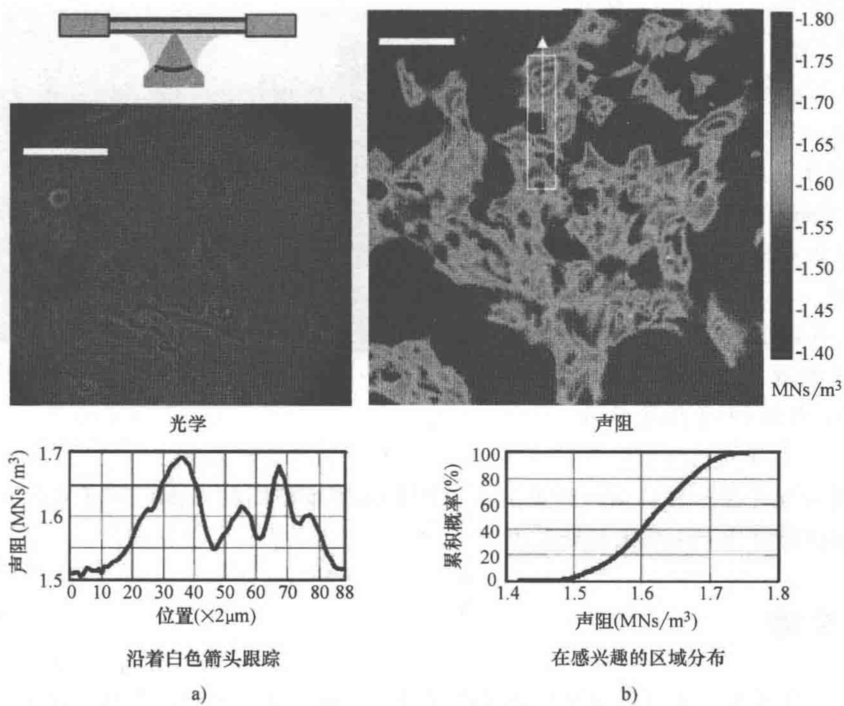



图 3.17 培养的星形胶质细胞的声阻观察

a）培养皿样本 b）声阻剖面图

细胞的投影图。这造成了声阻剖面图和光学剖面图在形态上存在一些差异。

声阻剖面图由四个 200 像素 ×200 像素大小的片段构成。每两个像素之间距离是 2μm。尽管还没有实现精确的测量，但是空间分辨率大约为 3 ~ 5μm。

声阻剖面图指出了位于每个细胞中心的细胞核。细胞核是圆的，其声阻高达 16MNs/m³。细胞核被一些声阻高达 1.65 ~ 1.7MNs/m³的物质包围着。在细胞中，这部分物质的声阻是最高的。这块区域较接近细胞核，并充满了纤维骨架、微管，与细胞内其他区域相比，可能有较高的密度。在声学扑面图中，沿着白色箭头方向的声阻迹线，可以清楚地看出三个峰值，这暗示了细胞的内部结构可以进行量化评定。

累计概率图展示了声阻剖面图中白色方框内区域的声阻分布。声阻的变化范围为 1.5 ~ 1.7。

### 3.3.8 商用设备

图 3.18 展示了由 Honda Electronics Co. , Ltd 制造的商用设备。该设备有声速和声阻两种模式。在这两种模式中，聚焦超生脉冲从基板的底部发射出来。

这两种模式都装备了一个中心频率为 80MHz 的传感器。此外，根据目标的尺度大小，也可以选择中心频率为 160MHz 和 320MHz 的传感器。为了方便使用，该设备也装备了一个光学立体显微镜。XY 平台用 4.8mm × 4.8mm、2.4mm × 2.4mm、1.2mm ×

1.2mm 或 0.8mm × 0.8mm 的冲程进行扫描，每次扫描对应 300 像素 × 300 像素分辨率。对于 2.4mm × 2.4mm 的扫描，完成扫描和计算所消耗的时间很短，为 1min。若冲程小于 2.4mm × 2.4mm，那么时间消耗会更短。

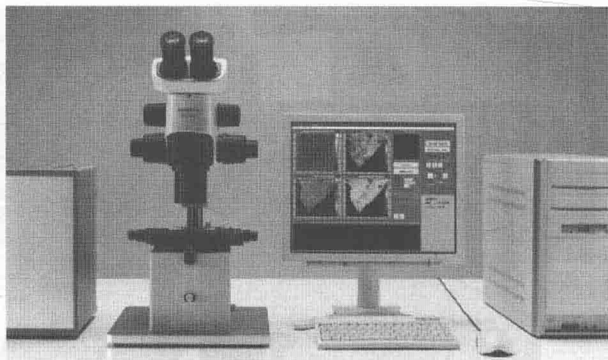


图 3.18 商用系统（本多电子 AMS-50SI）

XY 平台上加载了传感器和脉冲接收器，并由直线电动机驱动来实现快速和稳定的扫描。

控制和分析程序由 C 语言开发，具备图形化程度很高的界面，界面非常友好，这使得该设备能够用于医院的病床旁边。

## 3.4 总结

声速显微镜和声阻显微镜都已经被证明是生物组织观察的强力工具。声速显微镜的空间分辨率可能会更高一些，因为，波束直接聚焦在目标上。另外，声阻显微镜的优势是无须对样本切片。这使得有可能开发出一种探针式显微镜，来直接观察组织的表面。此外，目标对象完全从基板分离出来。这可以避免对系统造成的污染，从而能够实现对活体的观察。

## 参考文献


1 Hozumi, N., Yamashita, R., Lee, C.-K., Nagao, M., Kobayashi, K., Saijo, Y., Tanaka, M., Tanaka, N., and Ohtsuki, S. (2003) Ultrasonic sound speed microscope for biological tissue characterization driven by nanosecond pulse. *Acoustical Science and Technology*, **24** (6), 386–390.

2 Hozumi, N., Yamashita, R., Lee, C.-K., Nagao, M., Kobayashi, K., Saijo, Y., Tanaka, M., Tanaka, N., and Ohtsuki, S. (2003) Time-frequency analysis for pulse driven ultrasonic microscopy for biological tissue characterization. *Ultrasonics*, **42**, 717–722.

3 Hozumi, N., Nakano, A., Terauchi, S., Nagao, M., Yoshida, S., Kobayashi, K., Yamamoto, S., and Saijo, Y. (2008) Development of biological acoustic impedance microscope and its error estimation. *Mod. Phys. Lett. B*, **22** (11), 1129–1134.

4 Hozumi, N., Kimura, A., Terauchi, S., Nagao, M., Yoshida, S., Kobayashi, K., and Saijo, Y. (2005) Acoustic impedance microscopy for biological tissue characterization. *Proceedings 2005 IEEE International Ultrasonics Symposium*, 170–173, September 18–21, 2005, Rotterdam, The Netherlands.

5 Nakano, A., Uemura, T., Hozumi, N., Nagao, M., Yoshida, S., Kobayashi, K., Yamamoto, S., and Saijo, Y. (2008) Non-contact observation of cultured cells by acoustic impedance microscope. *Proceedings 2008 IEEE International Ultrasonics Symposium*, 1893–1896.

# 第 4 章　便携式超声波成像设备

尽管扫描式声学显微镜的原理与 Cal Quate（斯坦福大学，1974）[1]设计的第一台超声成像设备的原理相同，但是，在一些特定实现上，该仪器的设计及特点有很大不同，方法也不同。不同的需求及应用领域也在对应的技术方案中得以体现。扫描系统是声学显微镜中最不可或缺的部件，决定了它的参数。研究组织和商业公司制造了许多不同类型的这种系统——从大型固定机器到小型手持配件。位于该光谱边缘的是便携设备，这种便携设备要求小尺寸、可运输性，以及能够工作于恶劣环境下的鲁棒性设计。

便携性设计这一需求最初由航空工业提出，其样本体型较大，并且比通用可调扫描器更为罕见。在单次测量中，只能扫描一块相对小的区域，而要想测量整体区域，就必须进行一系列单独的测量。由于样本本身的时间和工作消耗极高，因此，较长的监测时间和相对高的工作消耗也是可以接受的。

便携扫描设备的设计包含了一种轻且硬的构架，支持支架，能够在被测目标上进行定位和方向调整。传感器位移所需的轨道、电动机和驱动都装载在该构架上，能够实现一维和二维的扫描。聚焦超声传感器连接到扫描器轨道上，位于传感器和被观察部分之间的声学连接器由水层提供。大部分情况下，该层通过一个橡皮管导出的连续不断的水流来生成。也可以将少量的水装在橡皮泡中，把橡皮泡连到传感器上。两种方式都避免了使用大型水浴来浸没样本。

例如，图 4.1 展示了近来在生物应用上的实现（通过头盖骨来检测脑中的小型异物）。构架的大小（105mm × 105mm）足够小，可以用一只手握住扫描器。50mm × 50mm 区域内的光栅扫描通过两个微型步进电动机来驱动。并发电子器件，包括电动机驱动器、位移控制器，以及脉冲发生器—接收器电路，通过一根柔韧的线缆连接到扫描

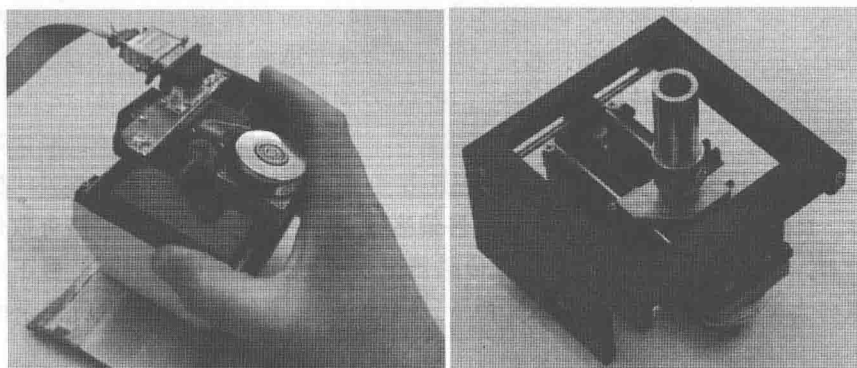


图 4.1　小型手持二维扫描仪

器上。数据的捕获和数模转换通过一个标准的 14-bit ADC 卡来实现，该卡插在计算机的 PCI 接口上。ADC（65MS/s）的采样频率决定了整个系统（15MHz）频率范围的上界。基于 Windows 操作系统的软件控制着扫描过程和数据捕获过程。在扫描区域的每个节点上，收集一个来自传感器的回波信号，并对该信号进行预处理。获取到的数据以 3D cube 的形式存储，这样就可以采用基于时间反转匹配滤波的方法来对其进一步处理[2]。高级分析能够消除由不规则头骨结构所带来的波前失真，并重建目标图像。

可以通过一个多眼声学单元来降低图像捕获的扫描时间，该声学单元由几个相同类型的聚焦超声传感器组成[3,4]。在这种声学显微镜下，声学单元的机械位移可以借助传感器的电子开关来控制㊀。

图 4.2 展示了用于频率范围 100MHz 的多眼声学单元。八元单元基于传感器的标准结构而设计，并带有熔融石英延迟线。压电铌酸锂板连接到延迟线的上平面，一个薄金属膜放在该平面上作为接地极。为了形成超声传感器，八个盘状电极放在压电平面的相对的一面上。平面的厚度约为 30μm；传感器的中心频率是 100 ± 15MHz，带宽约为 40%。在延迟线较低的面上，声学棱镜以球形空腔的形式装配。传感器和棱镜的轴与传感器发射的超声波的聚焦处适当对齐。在这种特殊的装配方式下，传感器和棱镜的半径以及棱镜的曲率半径用来提供水中 6.7mm 的焦距。

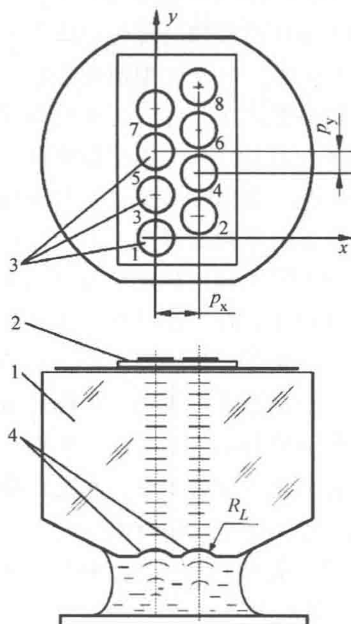



图 4.2　多眼声学单元

1—延迟线　2—压电板　3—电极　4—声透镜

八个传感器棱镜对部署在两条线上，如图 4.2 所示。奇数传感器和偶数传感器有一个 $p_x = 1.8$mm 的偏移，沿 $y$ 轴方向传感器之间的距离是 $p_y = 1.0$mm。在数据捕获过程中，声学单元沿着 $x$ 轴进行机械平移，而超声脉冲—回波信号由所有的传感器以空间周期 $\Delta x$ 来记录。要捕获完整的数据集，$x$ 轴方向需要扫描 $N_y$次，并沿着 $y$ 轴以步进 $\Delta y = p_y/N_y$进行渐进位移。这样，在整个数据集中，B 扫描的数量是 $M \times N_y$，其中 $M = 8$ 是声学单元中传感器的数量，观察域的横向大小是 $p_yM$。要消除 $x$ 轴方向上奇偶数传感器偏移造成的图像失真，必须忽略奇数传感器记录的前 $N_p = p_x/\Delta x$ 个样本，以及偶数传感器记录的后 $N_p$个样本。因而，修正后的观察域的纵向大小为（$N_x - N_p$）$\Delta x$，其中 $N_x$是单个传感器在单次通过时所记录的样本总数。

㊀ 意为与电子开关的方向相顺应，开关向上，则向前位移，开关向下，则向后位移。——译者注

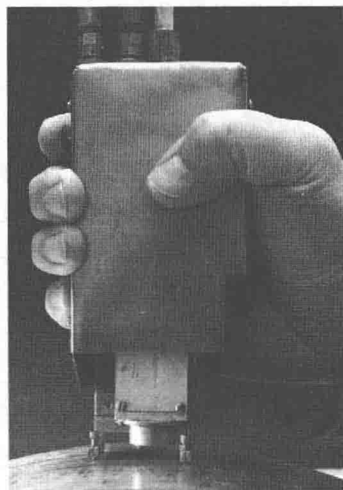


图 4.3　具有多目传感器的手持扫描仪

传感器的发射和回波的接收依次进行，以此来避免反射波的混叠和电信号的串扰。因此，传感器通过一个低噪高压的模拟多路复用器连接到单个脉冲发生—接收器上。多路复用器、保护电路和前置放大器放置在电磁屏蔽盒的内部，电磁屏蔽盒直接连到了多眼声学单元上。这种装配方法用在了小型手持二维扫描器上（见图4.3）。步进电动机平移台提供了声学单元在 $x$ 轴和 $y$ 轴方向上精确的位移，最大移动距离分别为 10mm 和 1.0mm 左右。考虑到 $M=8$ 的情况，修正后的观察域是 8mm × 8mm。为了在样本弯曲的表面上对头部进行适当的定位，扫描器装备了三个可调支架和手动垂直台。在头部和样本之间放置一滴水或者一块声凝胶，以提供声学接触。由于棱镜和样本之间的缝隙较小，因此，在毛细效应下水可以驻留在那。

上述多眼声学单元已经用来可视化钢板和铝板焊点的内部结构。图 4.4 展示了在不同的通过次数 $N_y$ 下，铝板 1.1mm 焊点的 C 扫描图。沿 $x$ 轴方向的空间采样间隔是常数，即 $\Delta x=0.1$mm，而横向采样步进 $\Delta y$ 在 $N_y=1$、2、4 时，分别为 1.0mm、0.5mm 和 0.25mm。焊点的主要部分是焊核区。在焊核区上，连接板之间形成了强力的金属结合物。而对于超声波来说，焊核区是可穿透的。因此，在板间缝隙上进行 C 扫描，焊核区看起来就是一片黑色区域。而在焊接过程中，焊核区形成的几个气孔在黑色焊接区里看起来就像是亮点。当 $N_y=4$ 时（见图 4.4c），根据 C 扫描很容易估计出气孔的数量和位置。利用单路扫描（见图 4.4a），还可能检测出是否存在气孔，但却很难估计它们的位置，也会错过一些瑕疵。

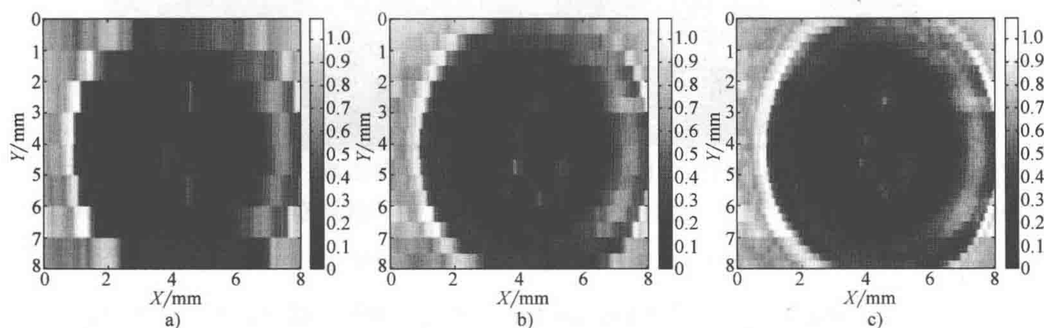



图 4.4　铝板焊点的 C 扫描结果：

a) ~ c) $N_y$分别取值为 1、2、4

显然，如图 4.4 所示，采样步进 $\Delta y$ 太大了，以致无法用聚焦传感器来实现成像系统的潜在分辨率。结果，在图像中会丢失一些小的瑕疵和细微的细节。但是，有可能检

测出大目标的边界的位置，如焊点熔核本身，即使使用少量的通过次数 $N_y$，也有可能以足够的精度来估计出它们的大小。

系统的按比例扩大带来了几个问题。增加声学单元中传感器的数量可以在每次通过中，实现更大的扫描区域和更高的分辨率。但是，工艺能力和校准问题限制了高频多眼单元的总体大小。降低每个传感器的大小或者在更低的频率上进行操作会引起焦点的拖尾，同时在某个点上，单个超声波束的聚焦就会变得不合理。在这种极端情况下，多眼单元转变成了常规的平面传感器阵列。

线阵（linear array）与垂直机械偏移的互相结合，已经成功地实现在大量实验和商用成像系统上。将线阵融合进一个轮式探头里会有特殊效果[5]，从而可以通过手动移动探头来实现宽带状成像。

多元超声传感器由相应的电子系统控制，能够实现运动部件的完全移除，以及实现精致的机械组件。实现这种系统有两种方案。第一种方案是相控阵系统，于 20 世纪 80 年代引进，该系统是非常高效的电子扫描设备。即使在现在，它仍广泛用于各种工业和医疗应用中。大约 20 年后，新一代 1-3 压力材料允许研究人员采用一种完全不同的方法——二维矩阵列传感器。这种新方法的首次实际应用是在电阻点焊分析仪上，由 Tessonics 公司制造[6-10]。该仪器有 52 元矩阵传感器，刻进了一个圆弧中。这个 2D 矩阵系统的每一个元素，都是 1mm×1mm 大小，中心频率是 17MHz，且依次连接到了脉冲发生—接收电路。软件控制着数据的获取，对获得的信号进行分析，并提供一个平滑的图像来表示点焊的内部结构（见图 4.5）。

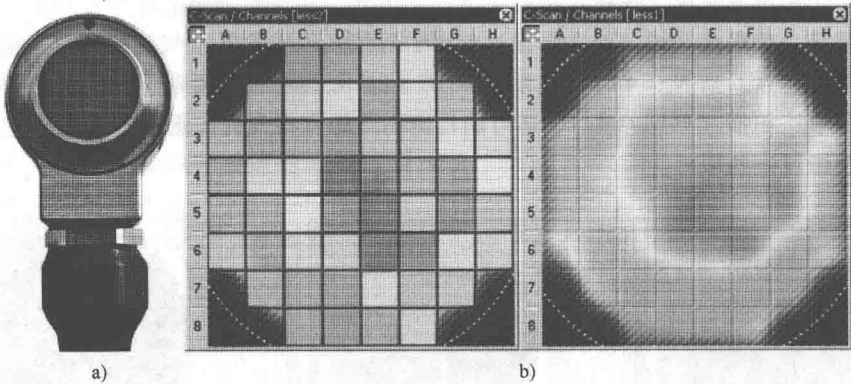



图 4.5

a）二维矩阵阵列传感器　b）点焊熔核的元素响应和它建立的内插图像

近年来在多通道电子以及传感器制造技术上的重大进步，让 2D 几何和波束成形能力产生结合。三维扫描原理使得这样一个系统非常独特。目前该技术在实际应用中的发展（见图 4.6），允许我们创造一种全新类型的设备，极大地提高扫描速度和工效。

与二维线阵相关联的关键性问题是稀疏数据的获取。要分析这个问题，先考虑一个超声波成像系统的简单模型。

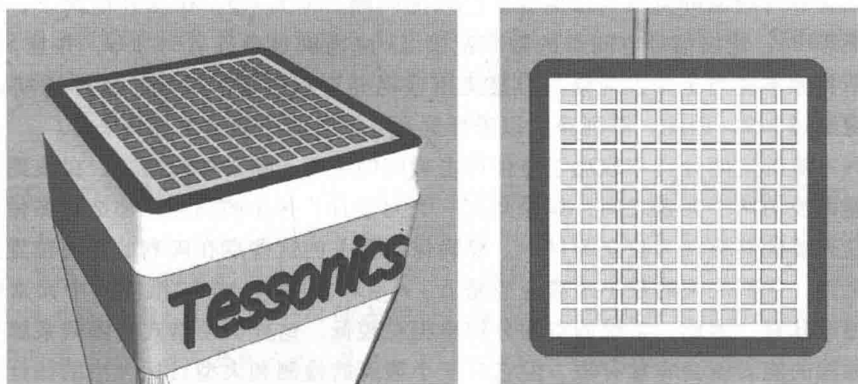



图 4.6 具有波束形成能力的二维 12×12 阵列

假定系统是线性的，并具有空间和时间不变性，则输出信号 $v$ 是发射器位置 $\boldsymbol{r}_1$、接收器位置 $\boldsymbol{r}_2$ 和时间 $t$ 的函数，并可以看成一个在空间和时间变量上的双卷积。

$$v(\boldsymbol{r}_2,\boldsymbol{r}_1,t)=g(\boldsymbol{r}_2,\boldsymbol{r}_1,t)^{r_1,t}*h_1(-\boldsymbol{r}_1,t)^{r_2,t}*h_2(\boldsymbol{r}_2,t) \tag{4.1}$$

式中 $g(\boldsymbol{r}_2,\boldsymbol{r}_1,t)$——目标的格林函数；

$h_1(-\boldsymbol{r}_1,t)$——发射器产生的声场；

$h_2(\boldsymbol{r}_2,t)$——接收器的冲击响应。

假设格林函数遵循下列方程

$$g(\boldsymbol{r}_2,\boldsymbol{r}_1,t)=g(\boldsymbol{r}_1)\delta(\boldsymbol{r}_2-\boldsymbol{r}_1)\delta(t) \tag{4.2}$$

这意味着，在主平面中的一个特定点上，反射波的声场完全由同一个点上入射场的值决定。例如，如果目标可以表示成一些独立点反射器的集合，那么该模型就是有效的。

在局部反应目标的情况下，且碰巧发射器和接收器 $\boldsymbol{r}_1=\boldsymbol{r}_2$，则系统的输出信号是目标函数 $g(\boldsymbol{r})$ 与系统 $h_0(\boldsymbol{r},t)$ 的整体冲击响应的卷积。

$$v(\boldsymbol{r},t)=g(\boldsymbol{r})^{r}*h_0(\boldsymbol{r},t) \tag{4.3}$$

其中 整体冲击响应定义为

$$h_0(\boldsymbol{r},t)=h_1(-\boldsymbol{r},t)^{t}*h_2(\boldsymbol{r},t) \tag{4.4}$$

在真实的成像系统中，输出信号是空间和时间变量上的函数。现代电子器件的采样频率已经足够高，可以忽略掉时间相关的离散化效应。因此，数字化的输出数据可以写成如下形式[11]：

$$v_{\mathrm{d}}(x,y,t)=[g(x,y)^{x,y}*h_0(x,y,t)]\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta(x-n\Delta)\cdot\sum_{m=-\infty}^{\infty}\delta(y-m\Delta) \tag{4.5}$$

式中 $\delta$——Dirac 的 delta 函数；

$\Delta$——空间采样周期。

在聚焦或非聚焦传感器的机械扫描情况下，这种采样周期能够达到足够的小，从而满足奈奎斯特准则。如果输出数据集是由一些单个的信号形成的，这些信号来自阵列的

独立活动的元素，那么采样周期就等于阵列的间距，即 $\Delta = p$。可以合理地假设，元素大小和系统脉冲响应的宽度 $r_s$ 近似等于阵列的间隔，即 $r_s \approx p$。在这种情况下，根据不确定性原理[12]，输出信号空间谱的频率范围 $\Delta k$ 应当满足条件 $\Delta k > 1/p$，并且，$k$ 域中的奈奎斯特频率应当至少大两倍。为避免由谱混叠引起的信号失真，采样周期 $\Delta$ 的最大值不应超过 $p/2$。因此，阵列系统以采样周期 $p$ 记录的图像会出现欠采样。

阵列系统的空间分辨率取决于整体冲击响应的宽度 $r_s$ 和采样间隔 $\Delta$。在收到来自这些反射器回波的两个元素之间，如果至少一个元素有非常小的响应，那么在图像中就有两个点发射器能够被视为独立的目标。要确保图像上的这些点在阵列的任何位置上对目标有可见性，它们之间的最小距离应当是 $\Delta + r_s \approx 2p$。由于一个二维阵列中元素的实际数量不超过几百，因此，系统的空间分辨率相对较低。这样，便携式矩阵列系统生成精细超声图像的能力就会非常有限，但它对于小瑕疵的检测和大型目标大小的估计是非常高效的。

考虑一个矩阵阵列，其用于平面反射器的边界检测和大小的估计。假设反射器的边界在（$x$，$y$）平面上是平滑的，并且反射器的特性在边界以内是常数。假定在元素 $h_0$ 的冲击响应内，能够用一条直线来近似该边界。空间阶跃函数 $u_0$（$x$，$y$，$t$）可以定义为在半平面反射器上系统的响应：

$$g(x,y) = \begin{cases} 0, x < 0 \\ 1, x \geqslant 0 \end{cases} \tag{4.6}$$

利用式（4.3）和式（4.6），阶跃响应可改写为双积分的形式：

$$u_0(x,t) = \int_0^\infty \mathrm{d}\xi \int_{-\infty}^\infty h_0(\xi - x, \eta, t)\mathrm{d}\eta \tag{4.7}$$

通常，在对应的响应时间门内，接收到回波包络的峰值用于成像。考虑归一阶跃响应：

$$u(x) = \max_t \{ \sqrt{u_0^2(x,t) + u_G^2(x,t)} \} [ \max_t \{ \sqrt{u_0^2(\infty,t) + u_G^2(\infty,t)} \} ]^{-1} \tag{4.8}$$

式中 $u_G$（$x$，$t$）——$u_0$（$x$，$t$）的希尔伯特变换，通过位于远离边缘反射器上的阵列计算归一化系数。

这种归一化增加了对阵列元素敏感度变化的鲁棒性。

图 4.7 展示了归一化阶跃函数作为空间坐标函数的典型走势。通过已知的 $u(x)$ 和系统噪声级别 $\sigma$，就可能估计出边界坐标 $\xi$。如果阵列第 $j$ 个元素收到的回波 $a_j$ 的归一化振幅大于噪声的上阈值，即 $a_j > (1-\sigma)$，那么，就应该假定元素完全位于反射器的上方，并且边界不可能离元素 $x_j$ 的位置太近。因此有 $|\xi - x_j| > r_H$，其中最小距离 $r_H$ 满足关系式 $u(r_H) = 1-\sigma$。如果振幅 $a_j$ 小于噪声的下阈值，即 $a_j < \sigma$，那就说明元素位于反射器的外边，即

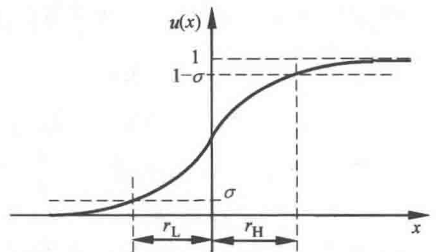



图 4.7 归一化阶跃响应 $u$（$x$）

$|\xi - x_j| > r_L$，其中 $u(-r_L) = \sigma$。

如果振幅 $a_j$ 位于阶跃响应的斜坡上，即 $\sigma \leqslant a_j \leqslant (1-\sigma)$，那么就能够确定出边界的严格位置。在这种情况下，边界的坐标可以由方程 $u(\xi) = a_j$ 得到。获得的边界坐标的误差 $\delta\xi$ 取决于加性噪声的值 $\sigma$，以及阶跃函数的斜坡：

$$\delta\xi = \sigma\left(\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}x}\right)^{-1} \tag{4.9}$$

如果冲击响应的宽度 $r_L + r_H$ 大于空间采样周期 $\Delta$，那么几次读数都可能出现在间隔 $(-r_L, r_H)$ 区域内。在这种情况下，它们的均值可以用来估计边界的位置。由式 (4.9) 可以得出，测量的精度随着阶跃响应斜坡的增加而增加，所以，它也随着 $r_L + r_H$ 宽度的降低而增加。对于一个窄冲击响应，有可能出现所有的读数均在间隔 $(-r_L, r_H)$ 的外面。例如，如果 $a_j < \sigma$，且 $a_{j+1} > (1-\sigma)$，则边界位于间隔 $(x_j + r_L, x_j + \Delta - r_H)$ 中。用该间隔的中间值作为边界位置的估计是合理的。

$$\xi = x_j + \frac{\Delta}{2} + \frac{r_L - r_H}{2} \tag{4.10}$$

如果阶跃响应的宽度接近采样间隔 $\Delta$，则最大误差：

$$\delta\xi = \xi - x_j - r_L = \frac{\Delta}{2} - \frac{r_L + r_H}{2} \tag{4.11}$$

变小。

上面提出的思路可以推广到二维的情况。例如，图 4.8 展示了矩阵列的片段。设点 $A$、$B$、$C$、$D$ 是阵列元素的中心，且 $a_A$、$a_B$、$a_C$ 和 $a_D$ 是这些元素各自收到的回波的振幅。

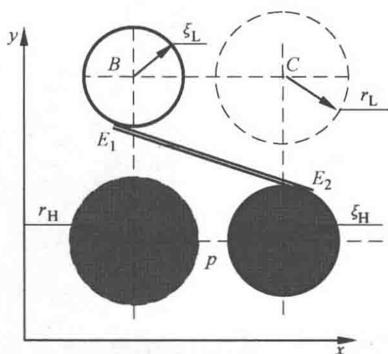


图 4.8　具有边界结构的矩阵阵列片段

假设 $a_A > (1-\sigma)$、$\sigma < a_B < u(0)$、$a_C < \sigma$ 和 $u(0) < a_D < (1-\sigma)$。由于 $a_A$ 大于上阈值，$a_C$ 小于下阈值，反射器的边缘会通过点 $A$ 和点 $C$ 之间的某个位置。此外，当阶跃响应轴对称时，则以 $A$ 为圆心的圆和半径 $r_H$ 完全属于反射器的区域。类似的，以 $C$ 为圆心的圆和半径 $r_L$ 则位于反射器的外边。由于 $a_B < u(0)$，点 $B$ 也位于反射器的外边。还有，$B$ 与边界 $\xi_L$ 之间的距离应当满足关系式 $u(-\xi_L) = a_B$。点 $D$ 位于目标的内部，且 $D$ 与边界之间的距离能够从方程 $u(\xi_H) = a_D$ 中得到。因此，边界可以通过圆 $\xi_L$ 和圆 $\xi_H$ 之间的切线 $E_1E_2$ 来近似表示（见图 4.8）。上述过程应当重复应用到阵列剩余的元素中，来确定反射器的完整的边界。

上面提出的方法已经在几个测试样本上成功验证。图 4.9 展示了薄钢板上的一个裂缝的 B 扫描，由矩阵阵列传感器的一个元素记录了下来。钢板的厚度为 0.1mm，裂缝的宽度约 $d_s = 2.20 \pm 0.02$mm。式 (4.8) 计算出的回波的归一化振幅展示在图 4.10 中。

基于获得的函数 $a(x)$，以及已知的裂缝宽度 $d_s$，可以采用线性逼近来计算该实验

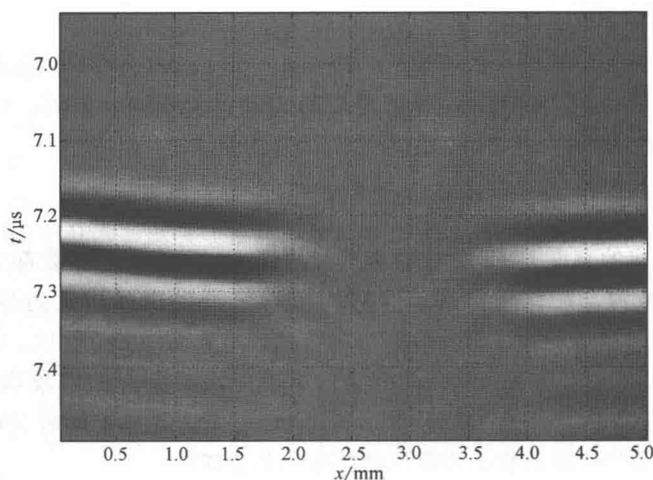



图 4.9 钢板上 2.2mm 的 B 扫描结果

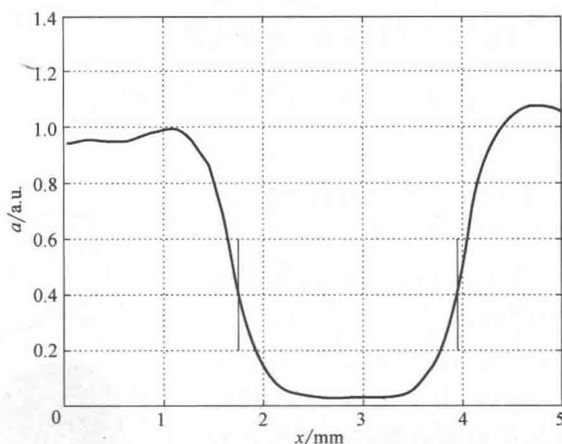



图 4.10 归一化振幅 $a$（$x$）

的阶跃响应。经估计，响应的斜坡是 1.4mm$^{-1}$。假设系统的噪声级别大约在 $\sigma = 0.05$，可以得出该响应的参数 $r_L$ 和 $r_H$ 分别是 0.31mm 和 0.4mm。逼近的阶跃响应总长度 $r_L + r_H =$ 0.71mm。这个值小于采样间隔 $\Delta = p = 1.25$mm。因此，根据式（4.11），可以估算出最大误差是 0.27mm。

为了获得该方法的实验误差，拿钢板上一个有特殊形状的洞来进行测试。该洞由一个宽度为 $d_s$ 的裂缝和半径为 $d_0 = 5 \pm 0.02$mm 的圆洞组成（见图 4.11）。阵列元素收到的回波 $a$（$x_j$，$y_k$）的归一化振幅，以灰度图像展示在图 4.12 中。基于上述描述的方法，对测试洞口边界的重建结果展示在图 4.13 中。在该图像中，

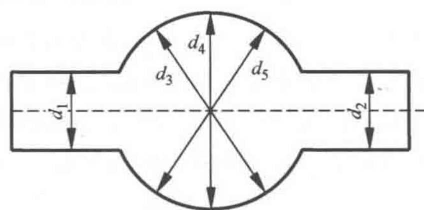



图 4.11 钢板里的测试孔

每个像素用一个特定颜色和半径的圆来表示，颜色和半径取决于在点 $a$ $(x_j, y_k)$ 上信号的振幅。白色和黑色的圆与图4.8中的圆 $B$ 和圆 $D$ 类似。它们在 $\sigma < a < u(0)$ 和 $u(0) < a < (1-\sigma)$ 这两种情况下一致，并且它们的半径能分别满足等式 $u(-\xi_L) = a$ 和 $u(\xi_H) = a$。这些边界线段与这些圆相切，并且这些白色和黑色的圆正好位于小孔的外部和内部。亮色和深灰色的圆分别代表了 $a > (1-\sigma)$ 和 $a < \sigma$ 两种振幅。这些圆的半径分别是 $r_H$ 和 $r_L$，它们分别完全位于小孔的外部和内部。如果一个亮色圆和一个灰色圆相邻，则边界线应放置在它们的中间。图4.13所示为一个边界重建的例子。

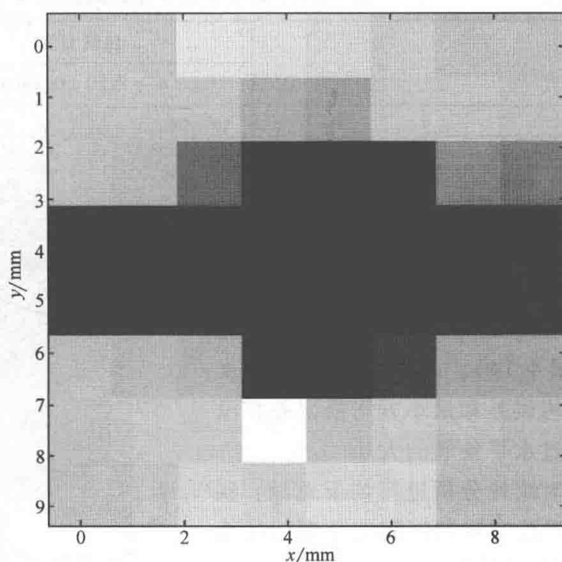



图4.12 测试孔的测量振幅 $a$ $(x_j, y_k)$

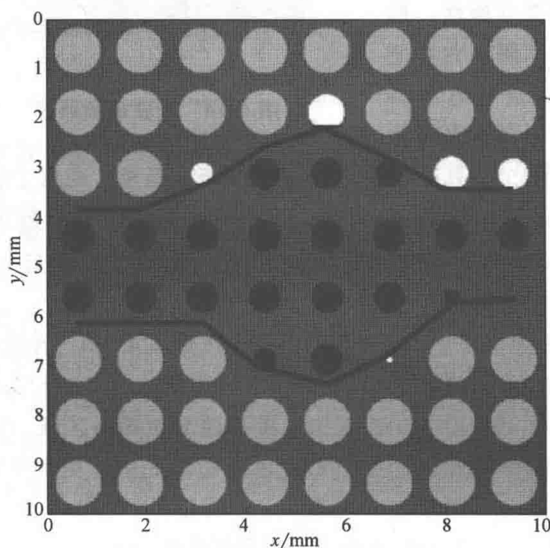



图4.13 测试孔的边界重建

为了评估该技术的精确性，根据样品在阵列的不同位置对圆孔间的狭缝 $d_1$ 和 $d_2$ 和圆孔的直径 $d_3$、$d_4$ 和 $d_5$ 进行测量。表4.1展示了处理过的统计数据。

表 4.1 小孔的测量尺寸（mm）

| | | 狭缝宽度 | | 小孔直径 | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | $d_s=2.20\pm0.02$mm | | $d_0=5.00\pm0.02$mm | |
| | $d_1$ | $d_2$ | $d_3$ | $d_4$ | $d_5$ |
| 平均值 | 2.18 | 2.27 | 5.11 | 5.15 | 5.07 |
| RMS | 0.08 | 0.09 | 0.15 | 0.11 | 0.14 |

在主平面上倾斜 30°和 45°测量的狭缝 $d_{30}$和 $d_{45}$可以用于评估该算法在平面不同角度下的稳定性（见图 4.14）。表 4.2 表示了宽度的平均误差和最小方均根误差并没有超过水平狭缝的大小。

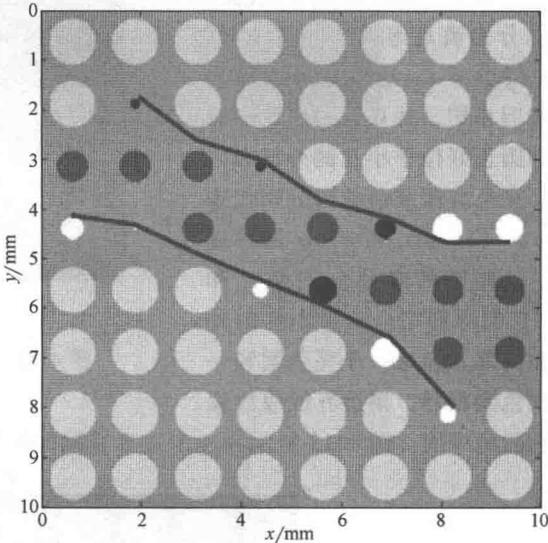



图 4.14 当狭缝倾斜 30°时的边界重建

对统计分析进行如下总结：狭缝和圆孔的置信区间能分别估计为 ±0.15～0.20mm 和 ±0.20～0.30mm。这些数值和理论上根据步长响应宽度和采样间隔的关系预测出来的 0.27mm 误差是一致的。通过减少采样间隔能进一步提高准确性。然而，阵列内在的采样间隔和它被使用元素的 one-fold 输出信号的 pitch 是一致的。为了减少设备的采样间隔，电子扫描仪能和整个阵列传感器的机械运动结合起来。在这个相结合的过采样数据采集模式中，为了获得采样间隔 $\Delta e=p/n_e$，阵列数据集需要在阵列位置（$x_0+p/n_e j_e$，$y_0+p/n_e k_e$）重复记录 $n_e^2$次。在此位置 $0\leqslant j_e$，$k_e\leqslant(n_e-1)$，并且 $x_0$，$y_0$ 是阵列初始位置的坐标。

测试圆孔的合成图像由四个主阵列数据集组成（见图 4.15）。在这种情况下，空间过采样系数 $n_e$等于 2，并且阵列传感器在 $x$ 轴方向和 $y$ 轴方向的位移等于 $\Delta e=p/2=0.63$mm。

结果数据集 $a_{jk}$中，$1\leqslant j$，$k\leqslant16$ 占据了主平面上相同的区域，但测试圆孔的轮廓当和其中一个主要图像进行比较时见图 4.12。圆孔边界的估计更加平滑（见图 4.16），并且过采样数据得到的 $d_1\sim d_5$的误差（见表 4.3）明显小于表 4.1 所示的误差。

表 4.2 倾斜狭缝的测量宽度（mm）

| | 狭缝宽度 | |
|---|---|---|
| | $d_s=2.20\pm0.02$mm | |
| | $d_{30}$ | |
| 平均 | 2.22 | 2.26 |
| RMS | 0.08 | 0.07 |

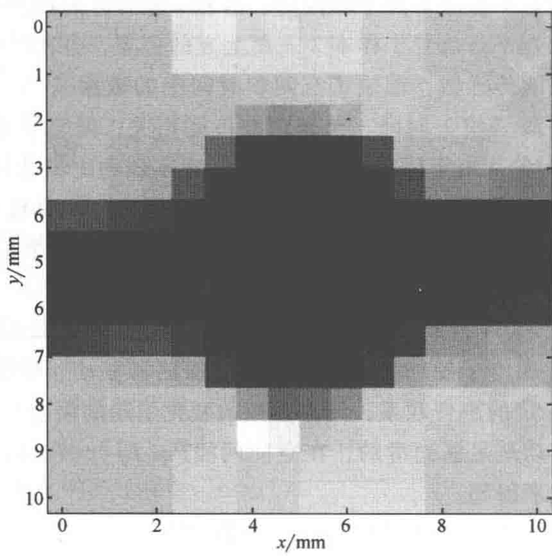



图4.15　过采样模式下（$n_e=2$）测试孔的测量幅值

**表4.3　使用过采样数据测量的小孔尺寸**　(mm)

| | 狭缝宽度 $d_s=2.20\pm0.02$mm | | 小孔直径 $d_0=5.00\pm0.02$mm | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | $d_1$ | $d_2$ | $d_3$ | $d_4$ | $d_5$ |
| 平均值 | 2.19 | 2.25 | 5.04 | 5.02 | 5.05 |
| RMS | 0.04 | 0.06 | 0.10 | 0.07 | 0.08 |

上面描述的阵列探测技术对一个样本中相对较小区域的评估是很有效的。阵列探测器的人工变换经常用于测试目标的扩展区域。然而，人工变换往往由于精度太低，不足以对空间数据进行合适的呈现。精确的探测坐标能通过探针上相关的译码器来测量获得。然而，编码器的存在可能会导致操作的不便，并且由于传感器的增大，会限制测试的易用性。我们提出下面的备选方法：利用大量沿着运动方向的多传感器信号来估计探针位置。

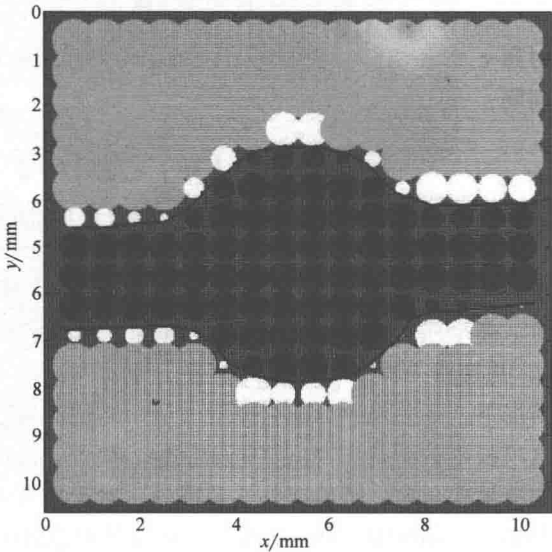



图4.16　使用图4.10的数据对测试孔进行边界重建

图4.17中阐述了本方法的基

本原理。多元素探测器1包含了$N$个相同的、沿着$x$轴对齐的传感器，并且相邻传感器距离为$p_1$。整个探测器平行放置于样本2表面上方的位置，并沿着相同的方向$x$。这些工作在脉冲反射模式的传感器，记录了空间和时间上的数据$s_i(t, T)$，其中$i$是元素序号，$1 \leqslant i \leqslant N$，$t$是最“快”时间，与超声波传播相关，同时$T$是最“慢”时间，与探测器运动$x(T)$相关。由于传感器顺序地扫描样本表面上的相同节点，这些由临近的传感器记录的信号应该是相似的，但是因为在$T$时刻有一个时延$\tau(T)$而有些偏差，这取决于传感器间隔$p_1$和移动的速率$V$。用$s_1(t, T)$代表第一个传感器接收到的数据，那么剩余的其他信号能够用下面形式表示出来：

$$s_i[t, T+\tau(T)] = s_{i-1}(t, T) + \varepsilon_i(t, T), \qquad 2 \leqslant i \leqslant N \tag{4.12}$$

式中　$\varepsilon_i(t, T)$——由电子硬件噪声、非线性的探测器移动，探测器和样本之间不稳定的声音联系，元素参数的变化引起的误差。

假设探测器的移动是足够光滑的，在空间间隔$[x(T), x(T)+p_1]$之间的平均速度能够用简单的表达式来得到

$$V(T) = p_1[\tau(T)]^{-1} \tag{4.13}$$

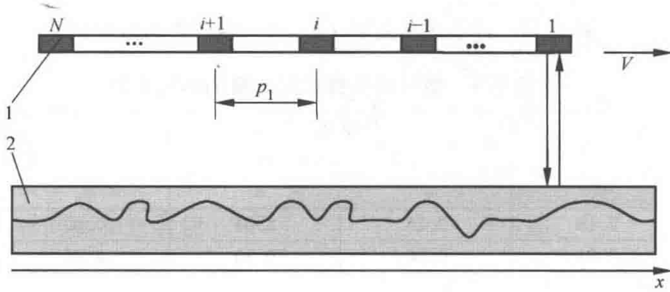



图4.17　阵列传感器(1)在样本(2)上的运动

时延$\tau(T)$能够利用时间$T$内的互相关性来估计，$T$是在由探测器记录的相邻波形时间间隔：

$$B_{i-1}(T, \eta) = \int_{t_1}^{t_2} \mathrm{d}t \int_{-T_0}^{T_0} s_{i-1}(t, T+\xi) s_i(t, T+\xi+\eta) \mathrm{d}\xi \tag{4.14}$$

$(t_1, t_2)$和$(T-T_0, T+T_0)$分别是“快”“慢”时间窗口。其中，窗口$(t_1, t_2)$从样本的不连续点选择回波，同时$2T_0$窗口在速度接近恒定的区域截取了一部分数据用于分析。如果残差不存在，即$\varepsilon_i = 0$，相邻元素的信号是相等的，$s_i[t, T+\tau(T)] = s_{i-1}(t, T)$，并且相关积分(4.14)在$\eta = \tau(T)$时有一个最大值。因此，在有适度噪声存在的情况下，相关函数波峰的位置能够用来估计延迟$\tau(T)$。

这项技术的精准度取决于接收信号的性质。当反射信号非常强并且在$T$时间中函数不断快速地变化时，精确度是非常高的。对于较弱和平滑的信号，精准度将会低一些。当信号根本不随探测器移动改变时，这个方法就不可行了。但是这个极端情况说明了样本是横向统一的，并且在确定的尺寸和位置中没有间断点。

在传感器阵列中仅需要两个元素就足够实现这个方法。由于测量采样做了 $N-1$ 倍的平均，因此元素数量越大，速度估计的准确性越高。另外，当某些元素的信号在探测器的位置上不适用时，阵列的孔径越大，测量的鲁棒性越高。

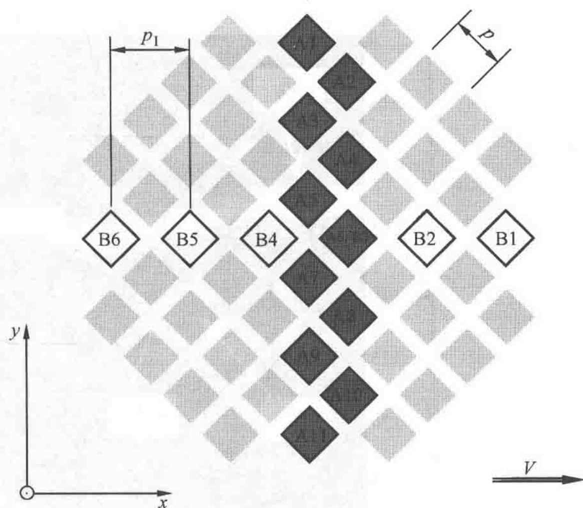



图 4.18　2D 阵列的运动

这种方法已经在上面描述的基于 Tessonics 二维矩阵探测器的超声波成像系统中实现了。有两组从整个矩阵中选定的元素。第一组元素 A1 ~ A11 被布置在垂直于所述探针的移动速度 $V$ 的方向（见图 4.18）。第二组 B1 ~ B6 的元素沿平移的方向对齐。A 元素的信号被用于图像建构，而 B 组中的元素被用于速度测量。

一个参照样品—— 一块背面有凹槽的有机玻璃板，已经测试过用于位置测量的误差。该板厚为 1.25mm，凹槽宽度和深度分别为 0.3mm 和 0.2mm。图 4.19 示出了两个 B 扫描，$s_2$（$t$，$T$）和 $s_3$（$t$，$T$），当探针被手动移动穿过凹槽，由元素 B2 和 B3 记录数据。这里，水平条纹代表了从板的背表面反射回来的回波 R0 和中断响应 R1 ~ R8 都是由凹槽产生的。

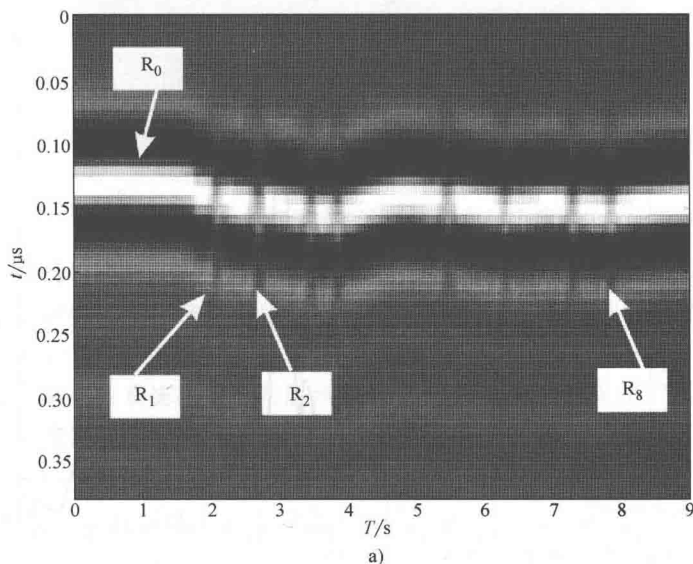



图 4.19　元素 B2 和 B3 分别记录的 B 扫描结果 $s_2$（$t$，$T$）和 $s_3$（$t$，$T$）

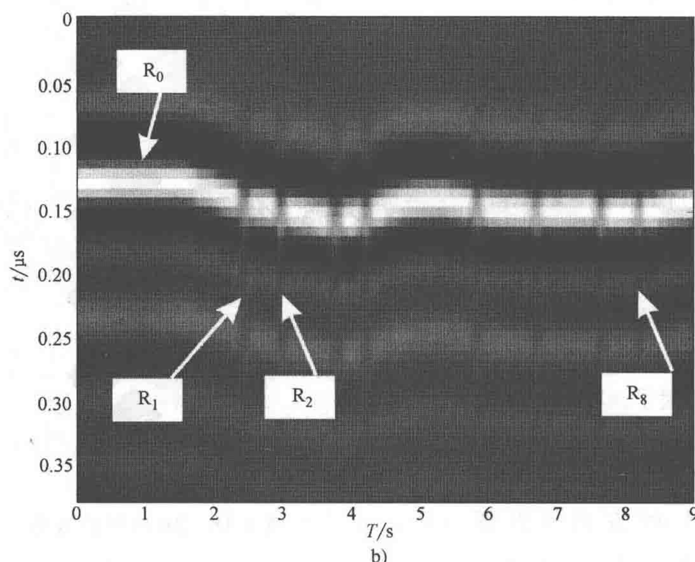



图 4.19 元素 B2 和 B3 分别记录的 B 扫描结果 $s_2(t, T)$ 和 $s_3(t, T)$（续）

使用 5 对数据集 $s_{i-1}(t, T)$，$s_i(t, T)$ 计算相关积分（4.14），并将结果取平均以获得相关函数 $B(T, \eta)$。“慢”时间窗的持续时间为 $2T_0 = 2\text{s}$。图 4.20 中函数 $B(T, \eta)$ 给出 $T = 5\text{s}$ 时刻的窄峰，它的时间位置等于相邻元件 $\eta_0 = \tau(T)$ 的信号的延迟。在图 4.21 所示的 $V(T)$ 的运动速度是使用式（4.13）在 $p_1 = \sqrt{2}p$ 处计算得来的，其中 $p = 1.25\text{mm}$ 是阵列的节距。

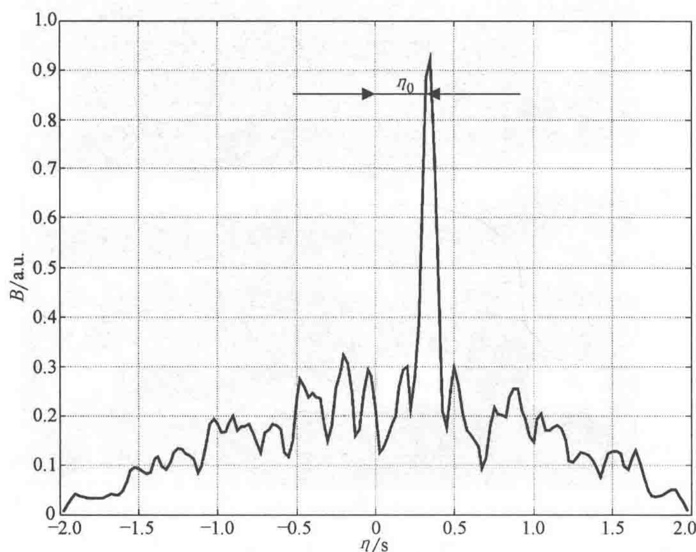



图 4.20 相关函数 $B(T, \eta)$，$T = 5\text{s}$

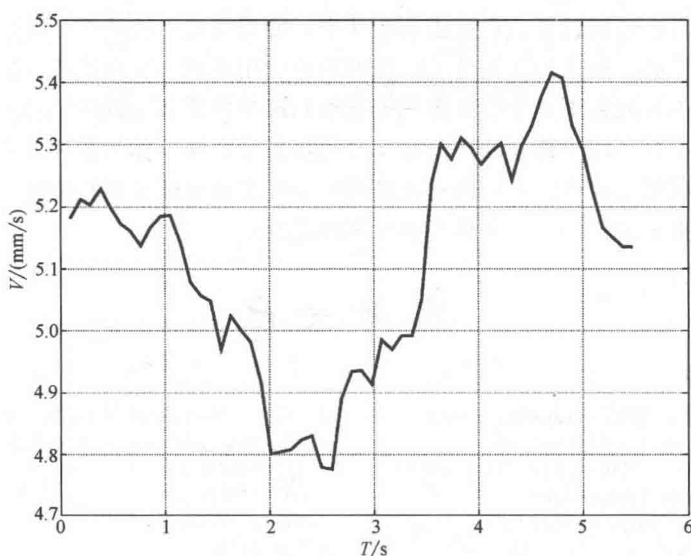



图 4.21 探针移动时的测量速度 $V$（$T$）

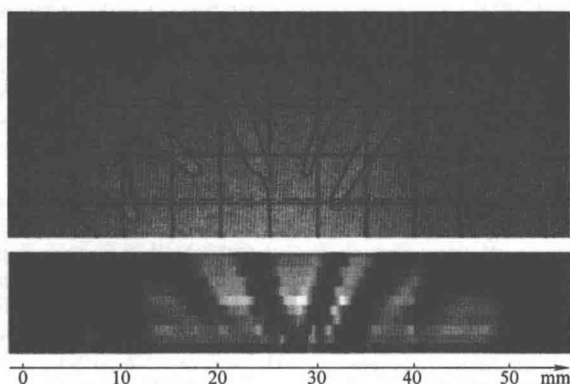



图 4.22 挡风玻璃中空洞的光学和超声波图像

作为关于时间的函数，探针位置是通过 $V$（$T$）的积分得到的，计算得到的凹槽坐标将和它们的实际位置相比较。差异不超过 ±0.05mm[9]。考虑到各个传感器的大小为1mm，可以认为本实验中达到的精度是令人满意的。

文中描述的超声波系统被用于夹层风挡玻璃空洞状缺陷的成像。图 4.22 的上部分示出了包含矩阵探针的路径和 5mm 网格的缺陷光学图像。下部分的超声波图像是用 11 探测器即元素 A1 ~ A11 所记录的扫描记录（见图 4.18）建立的。在超声波图像中，数据存在于空间域（$x$，$y$）。纵坐标 $X$ 的值是通过元素 B1 ~ B6 的信号的相关分析来确定。为了补偿由元素 A1 ~ A11 锯齿形分布造成的图像失真，偶数编号元素的扫描记录被移动了 $p_1/2$ 的距离。尽管图像的横向离散结构由于成像元素太少因而比较强，超声波图

像还是正确地表示了该缺陷在系统的固有分辨率之内的清晰形状。

总之，我们想强调的是，在过去几十年中，便携式超声波成像系统的研发和生产已经取得了重大突破，这也为之开辟了广泛的新的应用领域。复杂的系统的小型化，如声学显微镜，在不久的将来会给实验者、工程师和医生带来一个新一代的功能强大的便携式手持式分析工具，用于精确的定量和实时的检查和诊断。作为各种蓬勃发展的研发领域，包括高效材料、精密纳米机器和先进的电子技术的见证者和积极的参与者，我们的经历给了我们强大的信心：一个伟大的结果即将诞生。

## 参考文献


1 Maev, R.G. (2008) *Scanning Acoustic Microscopy: Fundamentals and Applications*, Wiley-VCH Verlag GmbH, Weinheim, approx. 450 pp.

2 Sadler, J., Shapoori, K., Malyarenko, E., Seviaryn, F., and Maev, R.G. (2010) Locating an acoustic point source scattered by a skull phantom via time reversal matched filtering. *J. Acoust. Soc. Am.*, **128** (4), 1821–1824.

3 Maev, R.G., Maslov, K., and Titov, S. (2000) Multieyed acoustical microscope lens system, US Patent Number 6,116,090. Filed: April 30, 1999; issued: September 12, 2000.

4 Titov, S.A., Maev, R.G., and Bogachenkov, A.N. (2009) A small-size multichannel scanning acoustic microscope. *Instrum. Exp. Tech.*, **52** (5), 721–724.

5 Drinkwater, B. and Brotherhood, C. (2008) Coupling element with varying wall thickness for an ultrasound probe, US Patent Number 7,360,427 B2 from April 22, 2008.

6 Maev, R.G., Ptchelintsev, A.A., and Denisov, A.A. (2001) Ultrasonic imaging with 2D matrix transducers. *Ultrasonic Imaging*, **25**, 157–162.

7 Denisov, A.A., Shakarji, G.M., Lawford, B.B., Maev, R.G., and Paille, J.M. (2004) Spot weld analysis with 2D ultrasonic array. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, **109** (2), 233–244.

8 Maev, R.G., Ewasyshyn, F., Titov, S., Paille, J., Maeva, E.Y., Denisov, A., and Seviaryn, F. (2010) Method and apparatus for assessing the quality of spot welds, US Patent Number 7,789,286. Filed: June 4, 2003; issued: September 7, 2010.

9 Titov, S.A., Maev, R.G., and Bogachenkov, A.N. (2010) Acoustic visualization system employing matrix ultrasonic probe. *J. Sens. Syst.*, **7**, 18–20.

10 Maev, R.G., Titov, S., Bogachenkov, A., Ghaffari, B., Lazarz, K., and Ondrus, D. (2012) Method for assessing of quality of adhesively bonded joints using ultrasonic waves, US Provisional Application No. 61/623838. Filed: April 13, 2012.

11 Goodman, J.W. (1968) *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill Publishing House, New York.

12 Papoulis, A. (1968) *Systems and Transforms with Applications in Optics*, McGraw-Hill Publishing House, New York.

# 第5章　高频超声波系统用于高分辨率测距和成像

## 5.1　概述

超声波技术在医学软组织成像诊断领域、材料和机械元件无损评估（NDE）领域被广泛地使用。对于测距和成像，为了获得一个好的空间分辨率，在声音传播的方向，以及在相互垂直方向的横坐标和纵坐标，较高的中心频率和较大的超声波带宽是必要的。这个基本关系对所有利用 TOF 方法沿着窄束传播的超声波或者电磁波的系统是有效的。例如，RADAR（电波探测与测距）和 LIDAR（光检测与测距系统），利用微波和光（可见光或者红外），还有声呐系统（声音导航和测距）。应用方面有水平计量（工业处理方法），超声波停车传感器（汽车业），还有其他非必需的二维或者三维成像。相反，有代表性地，关于仅仅沿着一维视线的物体是感兴趣的，并且在测距应用中被评估。

本章的焦点是关于工程概念、技术方法，还有新的关于高分辨率测距形态以及利用频率在 20MHz 以上范围内的高频超声波成像。这里将会展示一些关于在不同医学和技术领域应用的例子。在声呐、NDE，还有医学超声波检查法方面，传统的超声波技术使用频率相对较低——在 10MHz 频率范围之内的超声波。在成像和测距需要微观的空间结构分辨率的应用中，应该使用在更高频率的 HFUS，在下面将会展示出来。一些分层结构，像漆层和包装箔的厚度超声波测量方法要求达到大约 10μm 的分辨率。在医学诊断上，高频超声波能够用于表面区域（皮肤）成像[1-24]和低弱生物组织（眼睛）[25-31]，还有超声波内镜成像（黏膜），血管内的超声波（血管），用于临床的小动物（老鼠）研究成像[32-39]。在大多数的技术上的目标和非线性微分方程中，超声波衰减的最主要原因是声音阻抗不匹配和黏滞衰减。另外，在生物组织中，超声波衰减很大程度上是由超声波的散射引起的。在这两种应用中，空间分辨率只能通过提高中心频率和带宽来解决，但与此同时，超声波在探测物体和生物组织中的渗入深度会下降，因为存在与频率有关的衰减。

本章撰写的结构如下：5.2 节给出了高频超声波成像系统技术发展状态的概述、可利用的超声波传感器技术和基本的系统设计考虑事项。另外，讨论了系统实现和一维测距和成像的信号处理技术。5.3 节的目的是介绍有代表性的二维成像技术。在本章，超声波是一个重要的讨论话题，还会展现图像形态的重建技术，包括空间组合和多方向组织描述。5.4 节给出了皮肤成像和小动物成像的高频超声波技术应用例子。在 5.5 节中会进行总结。

# 5.2　高频超声波系统组成

## 5.2.1　超声波回声系统

图 5.1a 展示了一个典型的超声波回声系统框图。

在与超声波成像和测距中相关的最常见方法就是脉冲回波测量方法，即一个带有脉冲信号 $s_{transmit}$ $(t)$ 和一个能释放窄束超声波信号的超声波传感器。被反向散射或者在传统区域没有被反射回来的超声波，这些超声波传播回到相同的传感器，被转换为一个电回声信号 $s_{echo}$ $(t)$。在图 5.1a 所示的系统中，射频回声信号在传感器中被 A/D 转换器转换为数字信号，同时需要的回声信号被传到计算机上进行进一步的处理。

在接收器中，回声信号通过 TOF 被记录下来，并且在考虑到传输媒介中声音传播速度的情况下，它们被直接分配作为传感器的径向距离。因此，回声信号是通过一个带有修正的关于声音沿着一维坐标被反射和散射回来的传递信息的传感器获得的。于是，早期的超声波系统最初应用被限制在简单的和直接的 TOF 中声音信号幅度可视化的方法。在下一部分中，这种技术被扩展到二维空间成像，通过浏览沿着与超声波传播方向垂直的横轴的声音束的想法实现。

图 5.1b 展示了一个在图 5.1a 中超声波脉冲回声系统的系统模型。脉冲发生器是由一个线性时不变系统表示的，脉冲响应 $h_{transmit}$ $(t)$ 和一个迪克拉脉冲作为它的输入，用传输信号 $s_{transmit}$ $(t)$ 作为超声波传感器的驱动信号。脉冲响应 $h_{US}$ $(t-t_0)$ 描述了电声转换，超声波传输和使用一个在传感器声束中单一的、点状分散的目标进行的声电转换。忽略衍射效应，一个由传感器和扩散器组成的系统可以近似地看成是空间不变的，导致脉冲响应 $h_{US}$ $(t-t_0)$，可以由一个脉冲响应 $h_{US}$ $(t)$ 在 $t_0=2r_0/c$ 时刻得到。$r_0$ 是在传感器和扩散器之间的距离，$c$ 是在 SOS 系统中。在图 5.1b 中脉冲信号 $h_{filter}$ $(t)$ 描述了一个输出为信号 $s_{filter}$ $(t)$ 的线性滤波器，用于处理回声信号 $s_{echo}$ $(t)$。

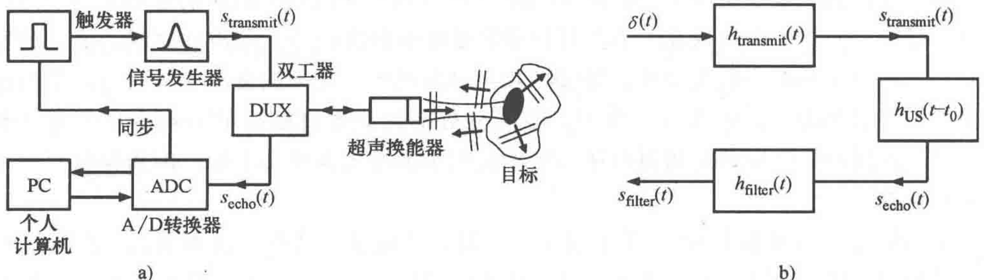



图 5.1　超声波回声系统框图

a) 框图　b) 系统理论模型

超声波系统中的转移特性，由转移函数 $H_{US}$ $(j\omega)$ 给出，是一个本质上受超声波传感器带通特性影响的函数。因此，$h_{US}$ $(t)$ 是一个带通系统的脉冲响应，由此可知，传

输信号的频谱 $s_{transmit}$（jω）应该包含系统的带宽。

### 5.2.2　发射器和接收器组成的高频超声波回声系统

对于脉冲回声测量系统，所谓的“脉冲发生器/接收器”单元是很常见的。它包括一个存在于传输路径的脉冲发生器，一个存在于接收路径的低杂讯放大器，以及一个用于把这两路分开的“双工器”（见图 5.1a）。由于传输路径和接收路径中的信号幅度存在比较大的差异，双工器任务的一方面是要对抗大幅度的传输信号来保护接收器（通常分支幅度高达几百伏），另一方面是抑制脉冲发生器在接收时段产生的电子噪声。与电磁系统相比，声波系统的优点是由于极小 SOS（在生物组织中大约是 1540m/s）所导致的极大的 TOF。这使得它很容易通过 TOF 分开发送和接收脉冲超声波。

在许多系统应用中，双工器包含一个非线性的“扩展器/限幅器”，它利用的是强烈的传输信号和微弱的回波信号之间的振幅差异[40]。如果传感器与第一个感兴趣的目标之间的距离在声束之内，接收器内功放的饱和度就不会有任何问题，同时对应的 TOF 也会足够大。另外，一个有源转换器，例如在超分辨系统的控制下利用针孔二极管，可以在传输过程中将接收机和脉冲发生器以及传感器分离，也可以将脉冲发生器和传感器以及接收机分离[24]。

对高频超声波系统中的脉冲发生器进行适当改进是有挑战性的，因为一个微弱脉冲的宽度要正好覆盖传感器的带宽，同时强脉冲信号的幅度也是有要求的。此外，电缆的长度在系统中的传输特性以及传感器和脉冲发生器/接收器之间的连接电失匹配特性中也起重要作用[40]。

在所有超声波系统中，超声传感器是一个重要组成部分，尤其在高频超声波系统中。压电陶瓷铌酸锂混合物以及聚偏二氟乙烯含氟聚合物在高频超声传感器中被作为压电材料。

以下组建窄波的方法在超声成像和超声测距应用中是很常见的。用于发射超声波的活塞平面孔径传感器，显示了一个近乎柱面的近场声束特性，以及相对孔径角较大的远场声束发散（见图 5.2a）。

不利的是，活塞传感器声束在垂直于轴向的各个方向上的宽度对于大部分超声成像系统的要求来说都太大了。另外，聚焦声束可以通过球形孔来形成。对于高频超声传感器，这可以利用弯曲的 PVDF 箔较好地实现（见图 5.2 b）。作为一种替代方案，在高频超声最好要包含石英玻璃的情况下，平面压电陶瓷元素可以配备一个声透镜（见图 5.2c）。

线性和相控阵传感器中包含了大量的压电元素，它们在传统的低频的超声成像系统中被广泛使用。实现超声高频传感器阵列的挑战是，阵列元素之间的间距必须满足能够产生光栅波瓣被充分抑制的声束。更好的是，阵列元素之间的空间不超过线阵的一个波长和相控阵列的半个波长。HFUS 阵列的制作具有挑战性并且价格不菲[41-44]。HFUS 阵列传感器系统的另一个更深层次的问题是宽带多路复用器和波束形成器的需求，它们用于阵列元件之间的切换以及驱动有源阵列元素。由于这些原因，单一传感器元件仍然被

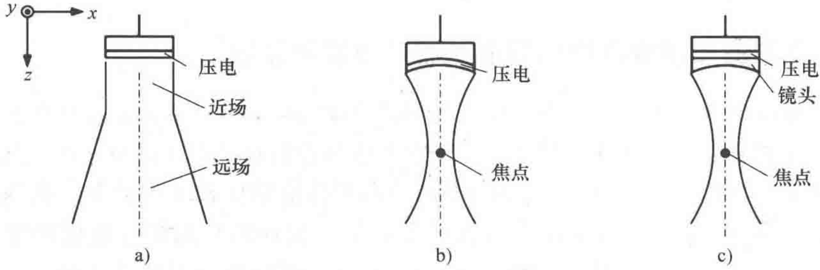



图 5.2 单元素传感器

a）活塞传感器 b）球形孔 c）声透镜

广泛地使用在 HFUS 成像系统中[40, 45-52]。

在复杂性方面，仅包含几个同心传感器元件的环形阵列传感器，是固定焦距的单传感器元件和线性或相控阵列传感器之间的折中选择[53-59]。类似单一元素传感器，环形阵列传感器产生相对于超声波传播的轴线方向旋转对称的声束。发送聚焦可以以电子控制的方式通过驱动阵列元素产生不同的时间延迟（或在窄带系统相位偏移）来执行。在接收模式下，动态聚焦可以这样进行：通过电子控制利用不同的时间延迟（或相位偏移）来接收每个数组元素的信号，然后再相干累加。正如将在下面详细介绍的，合成孔径聚焦可以通过每个阵列元素连续执行回波测量，记录每次测量各元素的数值，然后利用所有的发送和接收的聚集波束进行图像重建来进行[60-65]。然而，为了利用环形阵列获取 2D 或 3D 的回波数据，例如在单一传感器的应用中，不得不利用机械扫描来进行。

环形阵列 HFUS 成像应用已经被几个团队提出并开发[53-59]。由于元素比较少，环形阵列传感器不是那么复杂，也比线性和相控阵更容易实现[41-44]。

### 5.2.3 光谱和距离分辨率属性

基于 TOF，超声系统的轴向分辨率具有从位于超声波传播方向的轴向不同位置的散射信号中区别出回波信号的能力。另外，垂直方向上侧面和水平的分辨率取决于超声波束的聚焦。图 5.3a 展示了一个球形聚焦传感器（孔直径为 $D$，焦距为 $z_0$）的例子。这种类型的传感器在 HFUS 成像系统中被广泛应用，并且也被用在下面介绍的大部分检测中。

在本章中，轴向和横向分辨率 $\delta_{axial}$ 和 $\delta_{lateral}$ 分别表示该系统半高全宽（FWHM）的点扩散函数（PSF），它表示由所述超声成像系统产生的单点散射图像[20-23,40,48]。图 5.3b 表示出 PSF$h_{PBF}$（$x$，$z$），即一个点散射体分别沿横向和轴向坐标 $x$ 和 $z$ 的 2D 图像。如下面将要讨论的，成像可以用单一元素传感器沿横向 $x$ 坐标利用步进电动机通过脉冲回波测量在横向离散的传感器位置处进行机械扫描来执行[49-51,66]。每次测量中，超过 TOF $t$ 的回波信号包络波获取，并通过考虑 SOS $c$ 的坐标 $z = c/2t$ 分配给图像沿轴向的振幅。

图 5.3c 显示了该系统的响应，包括滤波器输出信号 $s_{filter}$（$t$）（见图 5.1b）、傅里叶

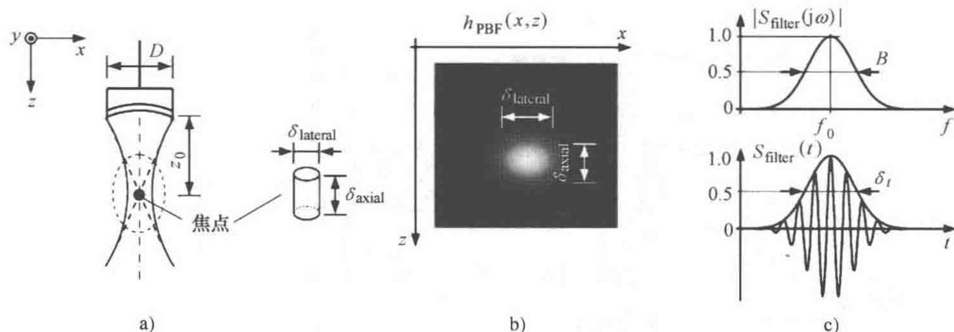



图 5.3

a）球形聚焦的单元素传感器 b）点扩散函数（PSF） c）系统响应

幅度变换 $|s_{\mathrm{filter}}\ (\mathrm{j}\omega)|$，以及单点散射体的包络 $|s_{\mathrm{filter}+}\ (t)|$ [解析信号 $s_{\mathrm{filter}+}(t)$]。符合高斯分布的回波信号包络线的高斯频谱图如图 5.3c 所示，它是典型超声传感器的模型。在这些条件下，对于轴向分辨率 $\delta_{\mathrm{axial}}$ 和横向分辨率 $\delta_{\mathrm{lateral}}$ 可以得出以下关系[22,48]：

$$\delta_{\mathrm{axial}}=\frac{c}{2}\delta_t=\frac{2\ln(2)}{\pi}\frac{c}{B}=0.441\frac{c}{B},\quad \delta_{\mathrm{lateral}}\approx\lambda_0 F,\text{其中 }\lambda_0=\frac{c}{f_0},\quad F=\frac{z_0}{D}\qquad(5.1)$$

式中 $\delta_t$——脉冲宽度；

$B$——系统的带宽（半高全宽）（见图 5.3c）。

对于球形聚焦传感器，横向分辨率 $\delta_{\mathrm{lateral}}$ 取决于波长 $\lambda_0$ 在传感器的中心频率 $f_0$ 和 “$F$ 值”，$F$ 定义为聚焦长度 $z_0$ 和传感器的孔径 $D$ 的商，如式（5.1）给出的[20,48]。在传感器的中心，旋转对称的超声波束可以被描述为一个圆柱形的“分辨单元”，它是由轴向和横向分辨率 $\delta_{\mathrm{axial}}$ 和 $\delta_{\mathrm{lateral}}$ 分别表示的（见图 5.3a）。

式（5.1）表明，带宽 $B$ 与中心频率 $f_0$ 必须增加以提高轴向和横向分辨率。然而，超声波在生物组织和技术客体中的衰减随着频率的增加显著增大。因此，最大的穿透深度被超声波系统电子设备的动态范围所限制。因此，必须找到良好的空间分辨率和足够的穿透深度之间的平衡点。HFUS 系统对浅表组织成像通过利用超声波在 20MHz 的频率范围内和上述内容[48-52,66]，对空间分辨率和穿透深度的平衡达到最优化。

### 5.2.4 脉冲传输性能的测量和优化

如上面所讨论的，反向散射的和反射的超声波都被直接转换成回波信号。系统的响应依赖于超声路径（“自由空间”）的转移特性以及脉冲发生/接收器件的传输特性。现在将根据图 5.4 所示的超声波回声的系统示意性来讨论它。图 5.4 所示是一个包括非线性的“扩展器/限幅器”网络的双工器。

在图 5.4 中，超声传感器通过与同轴电缆相连来发射/接收电子。在传输过程中，传感器是通过扩展网络中脉冲发生器产生的强发射信号驱动，同时接收器和传感器断开。在接收弱回波信号的过程中，传感器与脉冲发生器断开，与接收器相连。

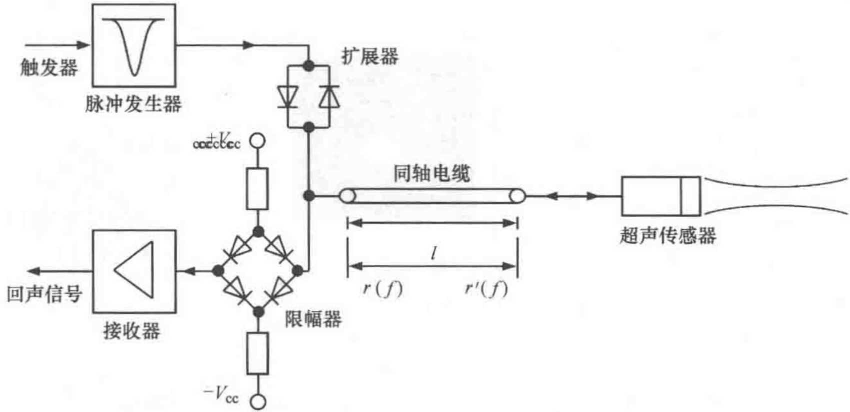



图 5.4 通过脉冲发射器/接收器驱动超声传感器的超声波回声系统

特别是在 HFUS 的情况下，如果电缆的长度无法忽略，宽带脉冲超声信号沿电缆的传播是至关重要的。因为 HFUS 传感器的电匹配特性相对传感器广阔的通频带通常是比较差的[图 5.4 中的反射系数 $r'(f)$]，同时也因为沿电缆电信号的 TOF 相对于脉冲宽度通常是不可忽略的，脉冲发生器/接收电路的电匹配是非常重要的[图 5.4 中的反射系数 $r(f)$]。无论大信号的状态还是小信号的状态都必须在这方面分别达到最优化。

我们分析了这个问题，并提出了时域反射法（TDR）的概念，用脉冲发生器本身的输出信号来测量大信号反射率 $r(f)$ [40]（见图 5.5a）。脉冲发生器/接收器作为两条同轴电缆的终端 1 和 2，将它们串联连接，并且以开环终止［反射率 $r'(f)=1$］。沿电缆传播的脉冲信号是由数字存储示波器（DSO）检测的，其中两个电缆的长度必须足够大，以便能够以跨越 TOF 分离传播和反射的脉冲。基于时间窗信号的频谱，大信号的反射率 $r(f)$ 可以被检测到（见图 5.5b）。小信号的反射率 $r(f)$ 则可以很容易地通过一个网络分析仪（NWA）来测量。

所提到的测量概念已被用于优化 100MHz 范围的 HFUS 成像系统。图 5.5b 展示了测量的时域信号和对应系统脉冲发生器/接收器的 1.8ns 脉冲宽度，60V 峰值幅度，174 MHz 的接收带宽的频谱。脉冲发生器/接收器的强弱信号特性通过在传输和接收路径分别匹配网络的方式进行了优化[40]。

## 5.2.5 距离分辨率优化：逆回波信号的滤波

以上所述均假设 HFUS 成像系统的 PSF 是空间不变的。特别是在聚焦的单传感器元件的情况下，相比传感器的景深（DOF），这仅仅是一个粗略的沿着长轴深度范围 $z$ 的近似成像[20,48]。PSF 实际上是显著随着深度变化的，它至少其中部分可以由回波信号的时变逆滤波补偿[23]。经滤波的回波信号 $s_{filter}(t)$ 由回波信号 $s_{echo}(t)$ 和时变滤波器的脉冲响应 $h_{filter}(t, t')$ 卷积得到（对比图 5.1b）：

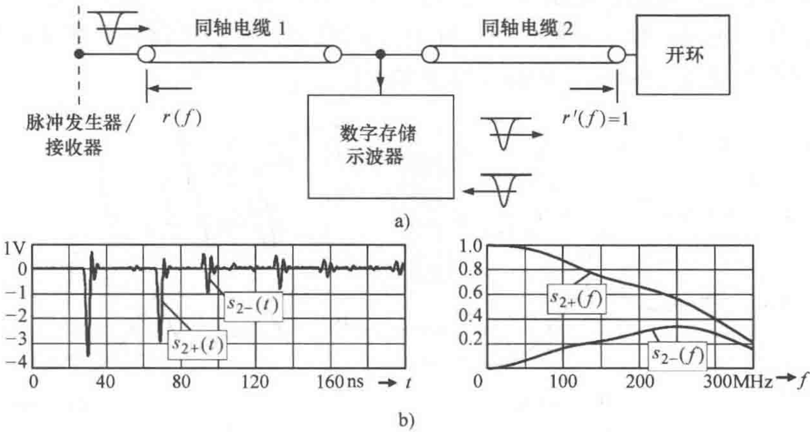



图 5.5

a) TDR 测量设置　b) 时间选通后的脉冲信号和相应的光谱

$$s_{\text{filter}}(t) = s_{\text{echo}}(t) * h_{\text{filter}}(t,t'), \text{满足}: H_{\text{filter}}(\mathrm{j}\omega,t') = \frac{S_{\text{echo}}(\mathrm{j}\omega,t_0')}{S_{\text{echo}}(\mathrm{j}\omega,t')}, t' = \frac{2}{c}z', t_0' = \frac{2}{c}z_0 \tag{5.2}$$

式中　$z'$——轴向深度；

$z_0$——焦距；

$H_{\text{filter}}(\mathrm{j}\omega,\ t')$——逆滤波器的传递函数。后者是为一个在深度为 $z$ 的点散射体与来自焦点作为所需的最佳回波信号的频谱 $S_{\text{echo}}$（$\mathrm{j}\omega$，$t'$）计算出回波信号频谱 $S_{\text{echo}}$（$\mathrm{j}\omega$，$t_0'$）的“逆响应系统”。

利用逆滤波去优化系统成像特性的可能性也利用上述 100MHz 范围内的 HFUS 成像系统[23]进行了评估。第 1 步，利用回波测量装置，在玻璃板表面不同的轴向深度 $z$ 处进行回波检测，然后计算相应的回波信号频谱 $S_{\text{echo}}$（$\mathrm{j}\omega$，$t'$）来评估系统的 PSF（见图 5.6a）。

正如预期的那样，玻璃板表面在传感器焦点（焦距长度 $z=4.3$mm）的回波信号的频谱 $S_{\text{echo}}$（$\mathrm{j}\omega$，$t_0'$）出现了最大的幅度。根据式（5.2），这个频谱被用作系统的最佳期

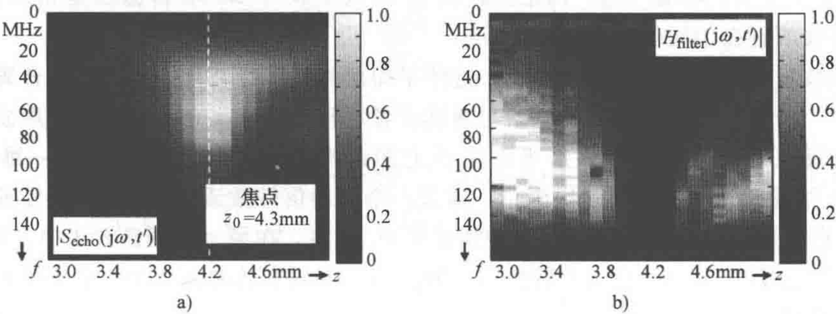



图 5.6

a) 测量的回波信号谱（玻璃板表面的回波）　b) 逆滤波传递函数

望响应来计算逆滤波器的传递函数 $H_{filter}$（j$\omega$，$t'$）（见图 5.6b）。为了更进一步对逆滤波器的效果进行定量分析，分析了中心频率 $f_0$ 以及在包含和不包含逆滤波器两种情况下的回波信号带宽（-6dB）（见图 5.7a 和图 b）。

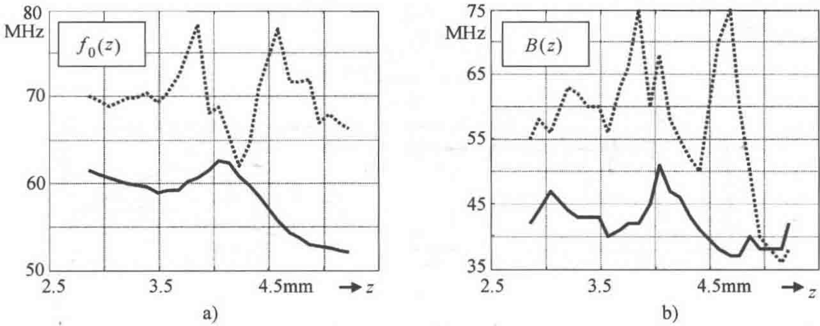



图 5.7 反射信号特性；未滤波的反射信号（实线），翻转滤波的反射信号（虚线）
a）中心频率 b）带宽

从图像得出，在使用翻转滤波之后，中心频率和带宽均有所增加，同时横向纵向分辨率也均得到提高。通过应用斑纹仿真测量以及通过皮肤的 vivo 图像也可以说明，时变的翻转滤波能够提升系统的成像性能。另外，由翻转滤波在方程（5.2）中的效果可知，图像中的电子噪声也会有轻微增加[23]。

## 5.2.6 平面波传播过程中声波散射参数的测量

前面已经讨论过应用狭窄声束在一维空间坐标中进行反射测量的概念和技术，这些概念和技术被应用于成像反向散射以及反射对象上面。前面所述的关于通过 TOF 设定反射信号振幅沿超声波传播轴向的物体的形态学架构是一种非常好的方法。下面将介绍一个将反射与变换方法结合的概念，它同时介绍了应用 HFUS 在一维结构中声音参数的定性测量方法。同时将展示，这一技术将会如何被运用于对分层平面物体的分析，这也是许多 NDE 应用所感兴趣的地方。

图 5.8a 展示了双端“超声网络分析仪”，考虑到两个 HFUS 传感器是相反方向的，测试装置被放置在中间位置。

测试装置由多个均匀平面层组成。这些平面层相互平行，且拥有不同声音属性以及不同厚度。测试过程中水作为传感器与测试设备之间的耦合媒介。传播的超声波可以利用平面波近似处理得到，相邻层平面边界上的超声反射和传递可以通过一维传播模型[67]进行描述。为了实现第一次测量，通过一个脉冲信号激活传感器 1，在传感器 1 和 2 中分别记录反射信号 $m_{11}$（$t$）以及转换信号 $m_{21}$（$t$）。在另一种测量方法中，传感器 2 被激活，反射信号 $m_{22}$（$t$）以及转换信号 $m_{12}$（$t$）分别在传感器 2 和 1 中保存下来，以便进一步处理。

在频域中，如图 5.8a 和图 5.8b 所示的两点之间的网络能够通过散射矩阵 $\boldsymbol{S}$ 和转换矩阵 $\boldsymbol{\Sigma}$ 分别描述出来：

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \boldsymbol{S}\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} b_1 \\ a_1 \end{pmatrix} = \boldsymbol{\Sigma}\begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} m_{ij} = k_{ij} S_{ij}, \quad i,j \in \{1,2\} \tag{5.3}$$

如式（5.3）中所示，时域信号 $m_{ij}$（$t$）的光谱 $m_{ij}$ 通过散射参数 $S_{ij}$ 的线性作用获

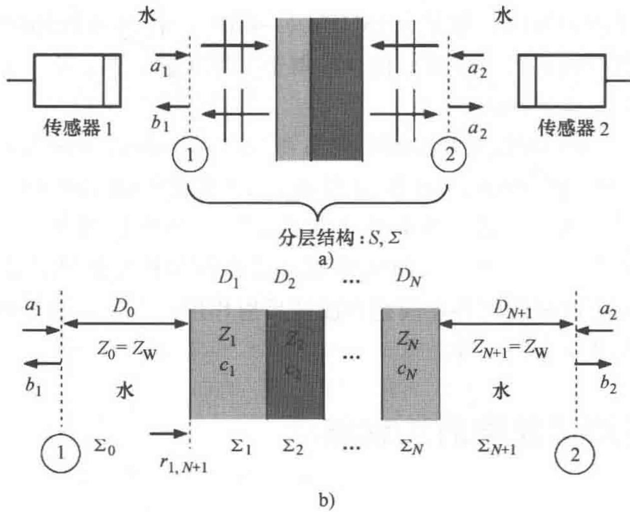



图 5.8　分层结构的超声波分析

a）测量设置　b）一维网络模型

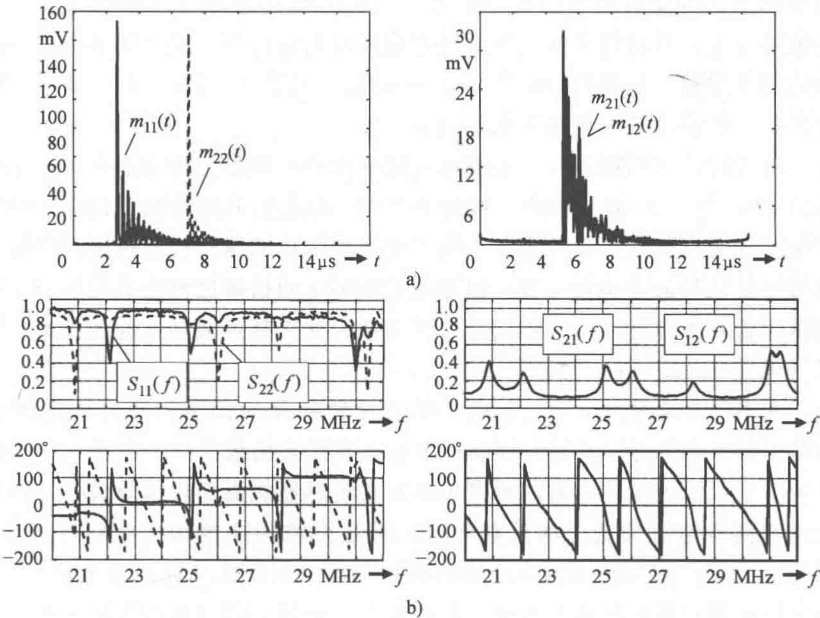



图 5.9　分层结构的超声波分析

a）时域回应　b）散射参数（频域）

得。在式（5.3）中的基于网络模式以及基于内部层面超声波无损传播的假设之下，提出一种声音参数以及个体层面厚度的重建方法，实现这种方法需要分析已测量的散射参数[67]。

由图5.8a可知，对装置参数的测量已经通过应用平面HFUS活塞传感器实现，这些传感器中心频率为25MHz，带宽为13MHz（－6dB），孔径为6.3mm。图5.9a展示了获得双层测量设备时域反射以及传输信号的例子（第1层：铝，$D_1=1\text{mm}$；第2层：黄铜，$D_2=0.5\text{mm}$）。

在图5.9b中，被测设备散射参数的大小和相位大小表示为频率函数的形式。正如所期望的，散射参数的测量值$S_{21}(f)$以及$S_{12}(f)$被证明是相等的，原因正是系统网络之间的相互作用。此外，离散频率的“共振态”在所有散射参数$S_{ij}(f)$中都有体现，这是由于拥有不同SOS和厚度的层内超声波之间的相互传播以及干扰导致的，同时也因为拥有不同声阻抗的边界层间超声波的反射作用。声学参数以及每一层的厚度已经可以利用散射参数来进行重建。

## 5.3　高频超声波成像的工程概念

### 5.3.1　单元素传感器B扫描技术

上面说到的A扫描技术（A：振幅），即利用空间稳定的声束和超声传感器，沿着一维空间坐标来获得反射信号的简单近似，这种方法已经在前面探讨过（见图5.1）。这种方法的结果是，只得到了来自反向散射以及反射的信息，这是由于沿着一维空间坐标的声阻抗的多样性。尽管超声系统的第一实施方案是基于这种A扫描的，但是在断层超声显像技术中依然需要更多复杂的扫描方案。

对于二维的超声波扫描术，一定要沿着横坐标进行扫描，即与超声波传播的轴向相垂直的方向。在“B（亮度）模式”成像逼近中，反射信号的振幅可以在二维图像平面上沿着横纵坐标通过灰度图表示出来。虽然对成像物体的纵轴扫描过程可以利用宽频带超声波测量反射信号的方法来实现，但是沿着横轴$x$的扫描过程经常用电子变换超声波转换阵列单元素或者多组复用元素的方法来实现，这个超声波转换阵列由大量的转换器元素组成（见图5.10a）。

然而，在HFUS成像系统中，集成了单元素转换器的机器扫描方法仍然被广泛应用，原因是HFUS传感器阵列的实现在技术上还有巨大挑战[41-44]。在图5.10b所示的情景中，展示了利用沿着横轴$x$的球形聚焦单元素传感器的机器扫描效果，这种扫描的作用是进行相邻侧传感器位置上的反射测量。在超声波转换器和成像物体（生物组织、技术对象等）之间，水路被用作声音传播的媒介。对于皮肤成像以及小动物成像来说，会用到一个包含超声波传感器的水槽。其底部有一个洞，同时底部被放置在一个物体表面用于保证水槽同生物组织达到理想的声耦合[48]。在分部扫描中，机械扫描仪也会在人眼成像中被优先应用。通过应用充分快速扫描结构能够实现HFUS系统的实时运算

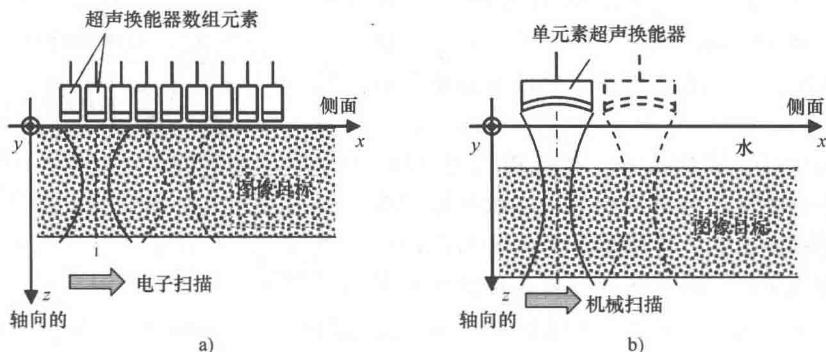



图5.10　B-模式成像逼近

a）利用超声波转换器阵列的电子扫描　b）利用单元素超声传感器的机器扫描

模式。

## 5.3.2　横向分辨率最优化

在HFUS成像系统中应用球状聚焦单元素传感器的动机是优化横向分辨率和纵向分辨率，这一部分已经在图5.3a的上下文中讨论过。

然而，如果考虑到B模式成像，经过修正聚焦的超声波传感器的聚焦区域（-6dB）轴向尺度则是一个重要限制因素。随着聚焦程度的增加，聚焦区域的尺度会减少，同时轴向视野也会被限制[48]。这一节展示并讨论更复杂的扫描和成像重建技术，这些技术能够处理前面提及的问题。

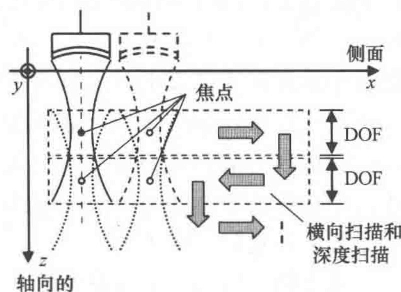



图5.11　B/D扫描技术：轴向“短期”B模式图像，这些图像由传感器聚焦区域尺度得来，而聚焦区域尺度则由不同轴向深度下的聚焦定位而得来

**1. B/D扫描技术**

我们所需的最低可接收的帧速率在应用申请中是可行的，我们提出一种名为“B/D扫描”技术（亮度/深度）的合理的方法[24]，来从聚焦传感器的DOF中获得多重的“短期”B-模式图像，这些传感器的焦点在不同深度进行定位（见图5.11）。

超声波传感器以及它的焦点在不同的等距轴向深度上是被逐步定位的，这一过程被应用在一个动力系统中。同时前面提到的横向机器扫描将在每个深度都进行。包含巨大纵向FOV的AB模式图像是由随后获得的短B模式图像相加而得。其中提出的B/D扫描技术已经在皮肤病学以及眼科学应用100MHz范围的HFUS成像系统中得到实现，这一技术已经在人类皮肤体外成像以及猪眼体外成像的应用中表现出巨大成功[24]。

**2. 合成孔径聚焦技术**（SAFT）

合成孔径聚焦是另一种固定深度的成像方法，这一方法通过在不同传感器位置实现反射测量，以及通过记录反射信号获得的B模式图像的重建来实现。在超声波扫描领

域，这个概念被命名为合成孔径聚焦技术（SAFT），也就是合成孔径 RADAR。它被应用在远程传感以及微波领域中电磁波成像服务的雷达系统中。

针对 HFUS 成像技术，我们提出了 SAFT 的概念。这种概念基于逼近一个球状聚焦的单元素传感器的中心，传感器作为球状超声波的一个虚拟点源，而球状超声波则在传感器的张角的远场中传播[24,61,63]。同上述的扫描过程类似，需要在等距横向传感器的位置获取回声信号，这一过程要沿着横轴 $x$ 进行一维扫描（见图 5.12）。此后，数值 SAFT 重建被运用到记录的反射数据中，同时将传感器自由度上的视场扩展到远场上。现假定球状波从虚拟点源处传出，则“延迟以及求和”（DAS）重建将能很好地运用于实现横向聚焦，同时，它还能够在横纵图像平面上对二维 B 模式图像进行重建。从传感器中心转移到图像平面上每个点（$x$，$z$）超声波的双通道 TOF 需要重建（见图 5.12），这一计算过程需要考虑到恒定 SOS 所导致的距离来实现。对于图像平面上每一个点（$x$，$z$），通过运用等价于已知的 TOF 延迟，以及计算延迟信号的总和来实现聚焦，这些 TOF 位于已知反射信号的不同横向传感器位置上[24,61,63]。

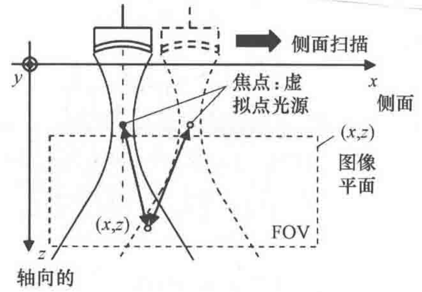



图 5.12 SAFT 重建：球状聚焦单元素传感器的焦点，这个传感器被假定为球状超声波的虚拟点源

应用这种方法的一个问题是，在只利用沿着横坐标 $x$ 的一维扫描聚焦中，该方法的效果只能在横坐标 $x$ 上表现出来。而在运用球状聚焦超声传感器的过程中，沿着纵轴方向的分辨率强度依然很弱（见图 5.12）。为了找到这一问题的解决办法，一种同时沿着横坐标以及纵坐标方向的二维机器扫描方法被提出。该方法在记录了反射信号的基础上，实现了二维纵坐标为零的（$x$，$z$）图像平面上的聚焦。此外，在不同纵坐标位置的多元（$x$，$z$）图像平面也能够被重建，这在三维超声波扫描技术中是很重要的突破。DAS 的另一优点是，它能够通过运用等价于已知的 TOF 的延迟以及计算延迟信号的方法来实现图像重建。

应用来自一维以及二维扫描得到的反射数据的 SAFT 重建效果，也可以通过前面提到的 100MHz 的 HFUS 成像系统来进行评估。结果表明，前面提到的 SAFT 重建使我们能够很大程度地将 FOV 扩展到传感器的远场，同时能够增加系统的最大深度范围。与非聚焦的 B 模式图像相比，关注于横向分辨率以及信噪比的 B 模式图像质量已经通过一维扫描逼近的方法得到重大改善。然而，为了实现使图像质量达到 B/D 模式图像效果的目标，应用二维扫描反射数据进行 SAFT 重建是很重要的过程[24]。

最近，一种 SAFT 的修改意见被提出，即 PSF-SAFT，它可以被方便地应用于强聚焦的单元素传感器中[60,62,65]。这一方法的目标不仅仅是应用传感器聚焦域来成像，同时也是解释衍射效应以及将 DOF 扩展到远场和近场中。

SAFT 中的数值重建能够被广泛理解为互相关操作，以及利用 PSF 获得的反射信号

的匹配滤波，后者特别依赖于所用超声波传感器的特性[65]。如果假设球状波形从一个点源传播出来，则可以运用一种十分简单的分析模型来计算 PSF。如前面所述，这为 SAFT 重建提供了相对简单 DAS 的方法，但是由于假设了波形是球状的，所以这一方法只能在传感器远场中被应用。

在聚焦领域以及扩展的聚焦领域中应用 PSF 是十分难以描述的，至于球状聚焦传感器，分析解决方案只能由许多限制条件并且基于逼近的方法来获得。正是由于这个原因，建议对 PSF 进行数字模拟，这样通过离散传感器孔径的方法以及计算相应辐射场的方法可以得到足够好的精度。作为 SAFT 重建的输入，PSF 在不同轴向深度被模拟为一个点扩散体，模拟结果被保存下来。之后，SAFT 重建由反射信号的二维线性深度变化滤波来实现这个滤波的核由深度无关的模拟 PSF 来得到[65]。此外，反射信号相干性因素已经在 SAFT 重建 B 模式图像中抑制干扰波瓣方面被运用。这一概念还在 20MHz 变聚焦单元素传感器的 HFUS 成像中被应用到[65]。

图 5.13a 展示了一个老鼠幼崽腹部的 20MHz 范围 B 模式剖析图像，这幅图像由没有合成孔径聚焦的传感器 DOF 获得。

未加工的 B 模式图像的电子噪声等级随着纵向深度 $z$ 的增加而提升，相应地，信噪比也会上升。图 5.13b 中的 B 模式图像在应用前面提过的 PSF - SAFT 重建之后获得。可以得出结论，与非聚焦的 B 模式图像相反，图像对比效果得到了有效提升。此外，在大深度下的横向分辨率也得到了提高。综上所述，SAFT 已经很成功地被运用到改善 B 模式成像的质量中，这一成像过程运用了球状聚焦单元素传感器[60,62,65]。

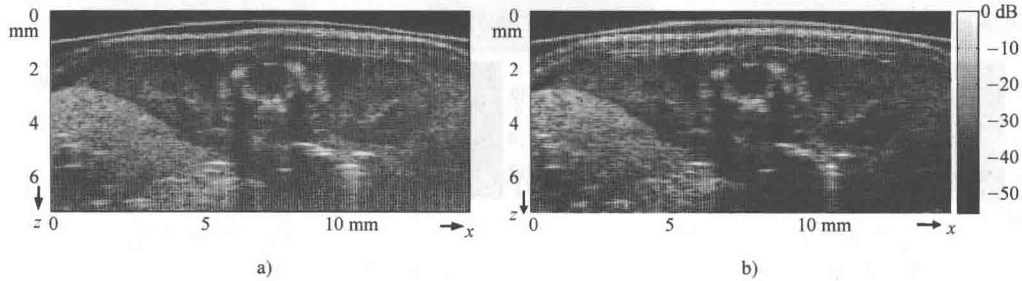



图 5.13　老鼠幼崽尸体的腹部

a）没有运用合成孔径聚焦的 B 模式图像　b）PSF - SAFT 重建得到的 B 模式图像

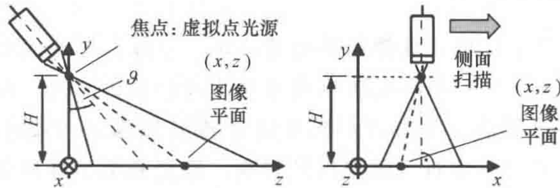



图 5.14　平面物体成像：在侧视配置中应用球状聚焦单元素传感器的一维机器扫描，点（$x$，$z$）在图像平面上

上面所提到概念的目的在于，对具有二维代表性的层析成像的生物组织超声波图像进行重建。从另一方面说，重建过程、表面成像过程以及二维平面物体是完全不同的问题。平面材料样品的超声波成像在许多 NDE 应用中被重视，例如，物体表面裂纹的成像。在扫描声学显微镜中，材料样本的表面经常在一个固定深度 $z$ 上沿着（$x$，$y$）平面对齐。在这个结构下，反射波测量值通过沿着（$x$，$y$）平面的坐标系的传感器进行二维扫描来获得，超声波传感器的主梁方向垂直于样品表面。

还有另一种备选方案，就是使一个侧视机载雷达系统适应于 HFUS 成像平面对象，并在以一定角度的侧视结构中运用了球状聚焦单元素传感器，如图 5.14 所示[61]。

这一方法有利的方面是，在传感器以一个不变高度聚焦的情况下，在（$x$，$z$）图像平面上，二维平面材料样品的 SAFT 重建只需要沿着横坐标 $x$ 进行一维扫描即可（见图 5.14）。

这个概念已经在 20MHz 范围的 HFUS 超声波系统中实现，DAS 也已经被运用到图像重建中。再次假定球状波由作为虚拟点光源的传感器的焦点扩散出来[61]。可以利用图 5.15a 所示的电路板来对这一过程进行评估，电路板由焊接了表面贴装设备的平面印制电路板组成。

20MHz 超声波传感器扫描技术已经在高度为 8.6mm、视角为 35°的条件下得到实现。图 5.15b 展示了经过 SAFT 重建的 B 模式图像。与普通照片相比，在超声波图像中，安装到 PCB 的表面贴装设备部件以及它们的插脚能够被辨别出来（见图 5.15a 和图 5.15b 中的箭头所示）。一些贴装设备的表面在超声波传播轴向深处 $z$ 比较小的地方表现得比预期要小，这是因为存在所谓的“短暂停留效应”，这个效应在 SAR 中很著名。来自显著高于重建图像平面之上的反射和反向散射结构产生的回声，同高度为 0 的相同点（$x$，$z$）的散射体相比也表现出明显更小的 TOF。正是由于这个原因，相应的回声实际上利用 SAFT 重建被转移到一个更小深度 $z$ 平面上。

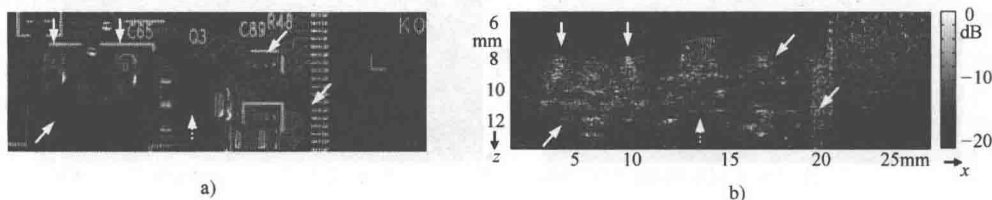



图 5.15 焊接了表面贴装设备的平面印制电路板

a）普通照片 b）SAFT 重建超声波图像

## 5.3.3 限制角度空间合成

正如前面讨论过的，B 模式成像的传统方法是，以修正过的传感器主方向为参考标准进行横向和深度扫描。传感器梁的方向通常垂直于扫描的方向。超声波空间复合是针对多方向反射信号进行测量，以及对不同方向 B 模式图像进行不相干叠加的技术。这一方法的有利之处在于，图像对比效果得到提高，散斑和电子噪声被抑制，而且和传统的 B 模式图像相反，成像所需要的工件数量也减少[68-70]。图 5.16 展示了一个应用单元素传感器 HFUS 多方向成像的机器扫描系统。

传感器在（$x$, $z$）平面上以$\alpha$角度倾斜，沿着横向$x$的机器扫描在一系列不同倾斜角度下完成。超声复合图像通过分别计算在每个不同倾斜角度$\alpha$下的B模式图像，以及变换这些图像到（$x$, $z$）平面来进行重建。必要的坐标转换通过考虑图5.16所示的几何形式表现出来。复合B模式图像通过叠加转换扫描的B模式图像来获得，这等价于反射信号的非相干叠加，因为叠加结果被应用到包络信号中。我们准备了20MHz范围的HFUS单元素传感器系统，这一系统包含横向扫描以及角度扫描的独立运动单元。为了将获取的反射信号精确地分配到系统的旋转中心，我们设计出一种复杂的基于线幻影测量的校准方案。

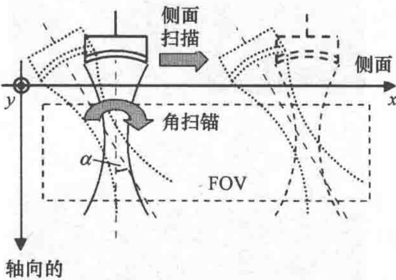



图5.16 多方向反射测量：在（$x$, $z$）图像平面上以不同倾斜角度$\alpha$进行横向扫描

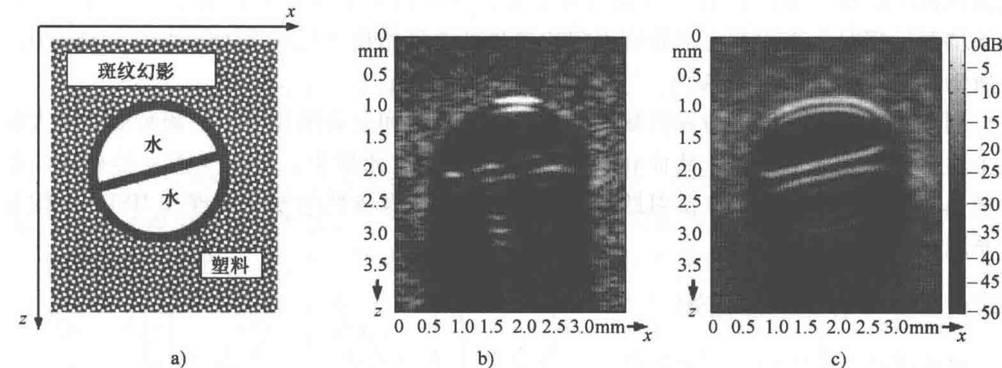



图5.17 虚拟测量

a）被斑点虚拟器包围的装满水的双舱虚拟器原理图 b）常见B模式图像 c）空间复合图像

系统的实现效果已经通过虚拟的方式在机体指标测量做了评估。图5.17a展示了虚拟横截面的原理图。设计虚拟器件的目的是评估拥有不同空间方向的镜面反射表面的空间复合成像，以及包含随机分布点扩散器的物体的空间复合成像，而后者正是造成斑点的原因。

图5.17b和图5.17c展示了常见B模式图像（$\alpha=0°$）以及包含27个不同方向反射信号数据的空间复合图像（倾斜角度分别为$\alpha=-32.5°$，$-30°$，…，$+30°$）。

在传统的B模式图像中，由反向散射引起的典型散斑图是可见的，这些反向散射由在虚拟器背景下随机分布的散射所引起。在塑料虚拟器的背后，可以看到严重的声音阴影，同时只有塑料管镜面反射周线的上下部分是可见的。另外，在空间复合图像中，斑点影响在很大程度上被抑制，同时，与传统的单方向B模式图像相比，管子的轮廓可以更完整地成像[68]。

在另一个例子中，图5.18a和图5.18b展示了一位患者的前臂皮肤机体HFUS图像，这些图像由具有相同配置的系统获得。

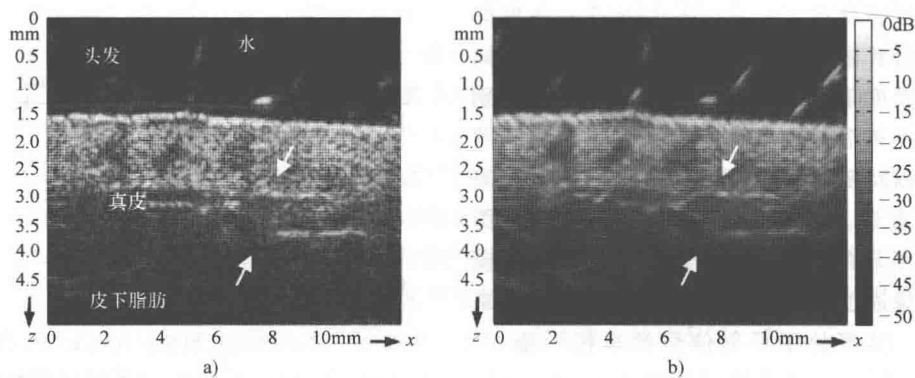



图 5.18 小臂皮肤的机体指标测量

a）常见的 B 模式图像 b）空间复合图像

皮肤表面以及分层的真皮和皮下脂肪在所有图像中均可见，同时，毛囊在真皮内表现为低回声结构。与传统的 B 模式图像相比，在空间复合图像中，斑点再次被很大程度地抑制，同时在真皮和皮下脂肪之间边界处的叠层结构（见图 5.18a 和图 5.18b 的箭头所示）能更好地展示出来。

利用虚拟器以及机体指标测量的结果均表明，空间复合图像表面的能见度在很大程度上是与空间方向无关的，然而在传统 B 模式超声波图像中，垂直于声音传播轴向的表面是最重要的因素。回声反射性能、形态学性能以及皮肤的厚度能够在 HFUS 空间复合系统中更好地被评估。

## 5.3.4 多向组织特征描述

前面说到，多方向反射测量已经被运用到限制角度空间复合技术中。相同的多方向测量方法能够被运用到多向组织特征描述中。超声波 B 模式成像是一种十分定性的方法，其目标是评估生物组织的形态学特性。在超声波生物组织特性描述领域，定量分析反射信号的多方面工作已经被许多研究小组完成，这些定性分析的目的在于评估组织学切片信息。我们已经提出了 HFUS 组织特性分析的多方向方法，目的在于通过生物组织切片来区别镜面反射与分散的反向散射[71]。

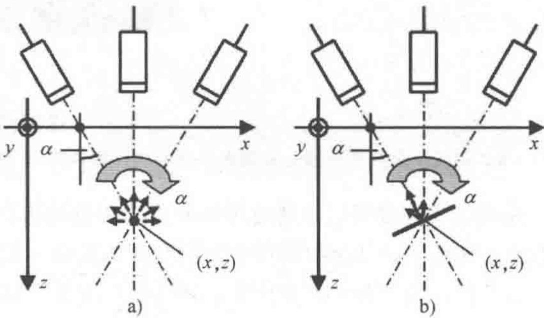



图 5.19 多方向反射测量

a）分散的反向散射 b）镜面反射

图 5.19a 和图 5.19b 展示了对点状漫散射物体，以及对平坦镜面反射声音不均匀物体进行多方向反射测量的配置。

如果考虑到图 5.19a 所示的由点状声音不均匀物体产生的分散反向散射，在受声波控制的角度 $\alpha$ 作用下，反射信号的振幅在很大程度上是不变的。另外，在空间扩展平面

边界上的镜面反射中，在90°声波作用角度下反射信号振幅达到了最大值，这一最大值随着角度偏差的增加而减少（见图5.19b）。

为了做定量分析，($x$，$z$) 图像平面上每点反射信号的振幅被分析为受声波影响的角度 $\alpha$ 的函数（见图5.20a和图5.20b）。

一阶统计参数（MN：平均值，SD：标准差，MX：最大值，CT：几何中心）可以直接通过多方向反射信号的振幅计算出来。至于第二组参数，一个参数模型函数被用于描绘测量的振幅，同时量化指标（PK：峰值，OF：位移，PP：峰值位置）由拟合分析模型函数获得（见图5.20a和图5.20b）。

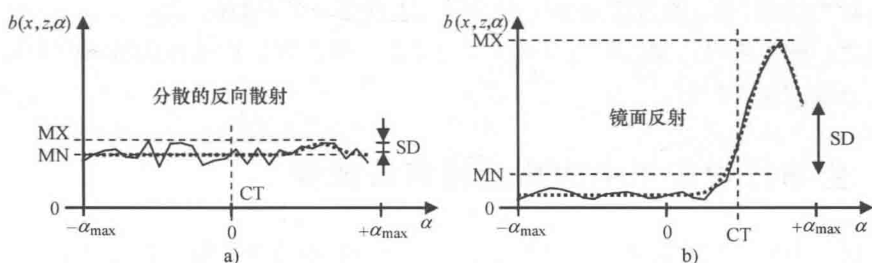



图5.20 反射信号振幅作为受声波作用角度的函数

a) 分散的反向散射 b) 镜面反射

SD/MN和MX/MN是独立于线性振幅尺度的参数，因此，它们在绝对反射信号振幅的变化过程中是保持不变的。这两个参数在分散的反向散射情况下比较小，而在镜面反射的情况下比较大。参数CT是镜面反射器的表面主方向的度量值。此外，独立于振幅的参数PK/OF在分散的反向散射下同样小，在镜面反射情况下同样大。与CT类似，参数PP为表面提供镜面反射结构的主方向[71]。其中提到的参数图像概念已经在虚拟器

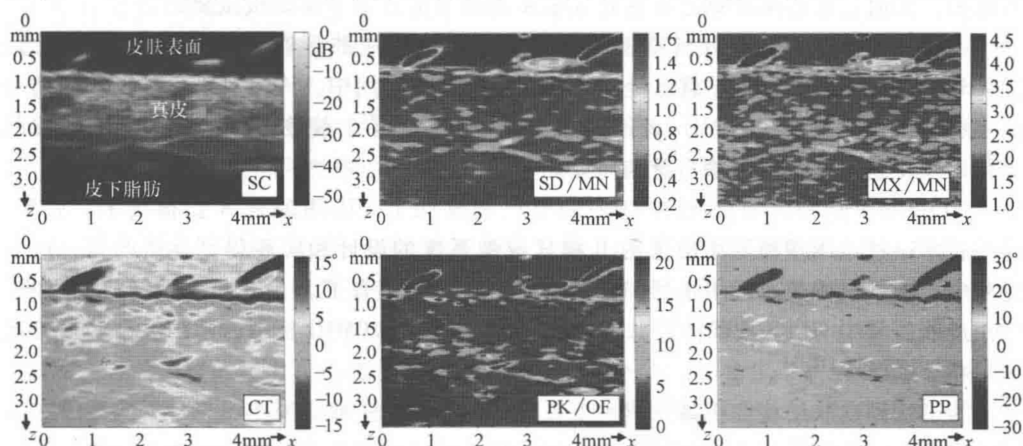



图5.21 在皮肤图像中，正常的健康皮肤：空间负载图像和参数图像

（SD：标准差，MN：平均值，MX：最大值，CT：几何中心，PK：峰值，OF：位移，PP：峰值位置）

和机体指标测量中做了评估。

图5.21展示了正常健康皮肤的空间负载图像和参数图像，这些图像由前面提到的20MHz范围的HFUS多方向成像系统的应答数据中获得。

在空间复合图像中，皮肤表面产生了强烈的回声，分层皮肤以及皮下脂肪能够被辨认出来。真皮表现出强烈的反向散射，这一现象由胶原纤维网络引起，同时毛囊能够在真皮中被辨认出来。再向下，在真皮和皮下脂肪之间边界处的叠层结构也可以看见。在参数图像的SD/MN和MX/MN中，镜面反射出现在皮肤表面以及叠层结构，更主要的是来自真皮的分散反向散射。这两个参数分别与对方紧密相关，叠层结构的表面主方向通过参数CT来表示。参数图像PK/OF和PP表现出非常近似的结果。

总之，例子表明，我们提出的多方向组织定征概念使我们能够从组织中辨别镜面反射以及分散的反向散射。

## 5.4 生物医学应用中的高频超声波成像

在这一节中，我们会更加详细地讨论皮肤成像和小动物成像，它们是基于HFUS的生物组织超声技术的两个重要例子。前面已经讨论过了成像系统的技术发展，在两个应用领域的贡献也已经展示过。

### 5.4.1 皮肤成像

在皮肤医学中，皮肤的可见检查是最普遍的判断皮肤可疑疾病的方法，也是评估治疗效果的最普遍方法。然而，从光学技术中获取到的信息仅限于皮肤表面以及最上面的皮肤层。另外，大深度范围的皮肤损害非侵入成像技术对评估肿瘤厚度以及炎症过程很有帮助，同时它在切除肿瘤之前决定安全距离的术前计划中也是很重要的。

由于在微小尺度空间分辨率上的非侵入式可视化皮肤形态拥有非常巨大的潜力，20MHz范围的HFUS在很早就已经被运用到皮肤成像应用中。许多对于正常以及有病变的皮肤临床研究已经在20MHz范围的超声波中实现[12,13]。烧伤疤痕、创口愈合、皮肤老化以及皮肤肿瘤都已经被广泛地研究。

HFUS皮肤成像技术在1970年左右就已经发展了，应用的是A扫描技术。后来，这一技术通过二维横断层面成像的B模式成像系统的设计和实现得到显著改善，这一过程中，断层成像技术运用机器扫描的单元素传感器。有了B模式超声波系统的过程，应用皮肤医学中HFUS成像的经验在持续积累，如今，20MHz范围的超声波已经被普遍应用在诊断学中[12,13]。

为了达到皮肤结构在更高分辨率下可视化的目的，一些研究小组设计并实现了在高频的HFUS成像系统。应用50MHz范围的HFUS可以获得在20~50μm范围内的空间分辨率，这是由于有了更高的中心频率和更广的带宽。后来，进一步的系统发展使得超高分辨率皮肤成像的100MHz频域HFUS的应用成为可能，分辨率精确到了10μm。在临床诊断学中，HFUS提供了关于皮肤肿瘤尺寸和深度以及炎症过程等重要信息。在恶性

黑色素瘤的治疗过程中，HFUS为皮肤肿瘤切除的术前规划提供参考。临床研究也证明了高分辨率超声波扫描是炎症性疾病跟踪研究中很好的诊断工具[12]。

我们在皮肤HFUS超声波扫描领域的最新技术发展致力于提高B模式图像的质量以及实现新的成像模式。基于早期规范系统的经验，我们已经在高分辨率活体皮肤成像领域中发展出同时应用20MHz和100MHz频率范围的临床HFUS扫描技术。如图5.22a和图5.22b所示，前臂皮肤B模式图像分别用20MHz和100MHz范围的HFUS获得。

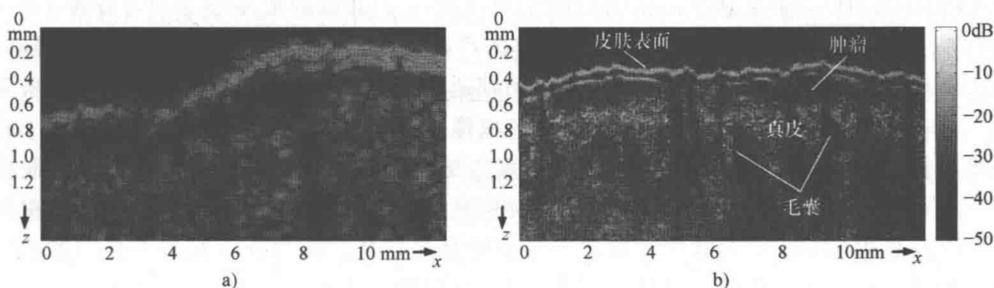



图5.22 活体皮肤成像

a）20MHz范围超声波 b）100MHz范围超声波

在两幅图像中，皮肤表面均表现了很强的回声，这是因为皮肤和水的声阻抗之间有着巨大的差异。水被用作传感器和皮肤之间的声音传播介质。在下面，可以看见高回声的真皮，同时毛囊出现在低回声结构中。

HFUS成像系统的空间分辨率已经通过测量的方法进行了评估。轴向和横向分辨率大小分别为76μm和170μm，这是用20MHz范围的传感器测量得到的。另外，应用100MHz范围的传感器，更好的轴向和横向分辨率（分别为10μm和55μm）也可以分别得到相同结果。提高了频率宽度的空间分辨率能够很清晰地在两幅B模式图像中看出来。在100MHz图像中的散斑要比20MHz图像中要小得多，同时上真皮部位的皮肤肿瘤变得更容易描绘。皮肤表面正下方的低回声带已经可以辨别出是角质层，这些回声带只有在100MHz系统的更高分辨率下才可见[19]。

我们研发出针对皮肤机体中应变成像的HFUS系统，将其作为另外一种成像形态[72]。在这一方法中，在皮肤表面施加吸力，通过应用20MHz单元素传感器，可以获取并保存二维轴向和横向图像平面中的反射信号帧。可以通过评估反射信号帧的作用位移来评估皮肤的弹性。机体指标测量中获得的结果显示，对于健康的皮肤来说，真皮内部的张力比较小，而皮下脂肪的张力则比较大。在这些发现的基础上可以得出结论，作用在皮肤表面的吸附阻力在本质上来说是由真皮引起的，而不是皮下脂肪。然而，在烧伤皮肤的更深入测量中发现，与健康皮肤相比，它有相对较大的张力，这是由弹性扰乱以及胶原纤维引起的[72]。

## 5.4.2 小动物的成像技术

小动物成像是HFUS应用的另一个领域，例如，在小鼠肿瘤研究中非侵入式成像技

术上的应用。针对小动物成像技术的需求包括高帧率以及高分辨率成像功能。HFUS 展示了这一方面的巨大发展空间，尽管满足所有需求是很具有挑战性的，这一领域的研究在适当系统的设计方向上还是不断取得进步。

非侵入式的老鼠胚胎 50MHz 范围 HFUS 成像系统以及老鼠体内黑色素瘤发展情况的 50MHz 范围 HFUS 成像系统，在轴向以及横向分辨率分别为 30μm 和 60μm 的时候，表现出最大为每秒 10 帧的帧率，如参考文献[32，33]所示。更深入的研究目的在于利用 40MHz 的 HFUS 系统观察老鼠的心脏发展情况[33]。老鼠的最高心率为每分钟 120 ~ 200 次，这引起了 HFUS 成像系统中帧速率的严重问题。制作合适的 HFUS 传感器阵列的问题还没有被完全解决，单元素传感器的帧速率也理所当然地被机器扫描的速度所限制。最新进展使得最大帧率为每秒 240 帧的成像技术成为可能，这种成像技术利用了机械象限扫描仪。然而，帧速率仍然是单元素传感器以及机器扫描仪系统的一个限制因素。回顾成像是另一个停止传感器处理这种问题的方法，这种方法通过在连续离散横向位置以及利用 10kHz 的高脉冲重复频率反射信号来使传感器停止。在每个传感器的位置，通过心电图可以获得与动物心跳同步的反射信号。结果是，可靠的测量需要周期性的心电图信号，而心律不齐则限制了这个方法的适用性[38]。

在不需要实时成像的应用中，已经应用了之前提到的多方向有限角度的空间复合成像方法，以及利用 20MHz 范围 HFUS 的小动物成像的 PSF-SAFT 重建技术[65]。图 5.23 展示了一张重建老鼠尸体腹部的尸检 B 模式图像，这个老鼠尸体的长度大约为 50mm。

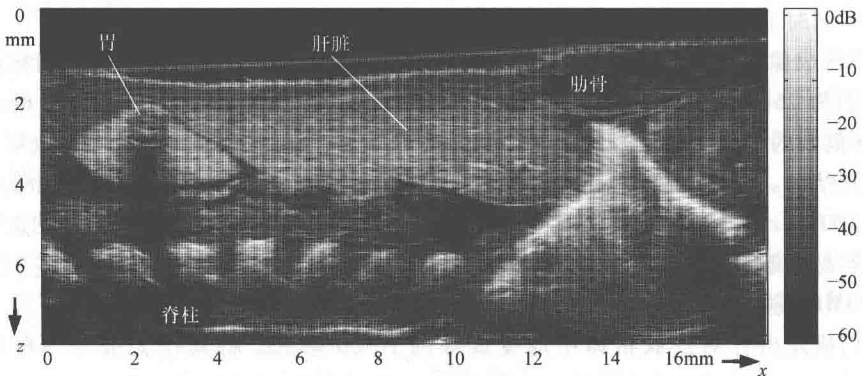



图 5.23 小动物成像：老鼠幼崽尸体的腹部区域——20MHz 范围的超声波，利用了 PSF - SAFT 以及 LASC

B 模式图像是通过利用 HFUS 单元素传感器的横向扫描来获得，这一横向扫描过程在（$x$，$z$）图像平面上以不同的倾斜角度完成（25 个图像帧，声波作用角度分别为 -30°，-27.5°，…，30°），同时对每个倾斜角度运用相应的 PSF-SAFT。此外，B 模式图像还通过多方向反射信号振幅数据的非相干叠加来获得。胃部、肝脏以及动物的脊柱能够在 B 模式图像中清楚地看到（见图 5.23），同时肋骨的轮廓也能够辨别出来。正如期望的，斑点、电子噪声以及阴影效果都被大大抑制，器官以及其他结构都得到完整成像，同时，在轴向深度变化的时候，空间分辨率只发生微弱改变。

## 5.5　总结

这一章展示了工程概念、技术解决方案以及生物组织与 20MHz 和 100MHz 范围 HFUS 技术对象的高分辨率成像新形态的详细概述。

超声波反射系统的概念和体系结构以及 HFUS 传感器已经详细讨论过。中心频率和带宽是决定超声波成像系统空间分辨率的参数。由于组织中超声波的频率相关衰减特性，一定要找到大的穿透深度与好的空间分辨率之间的最优解决方案。其中还讨论了，驱动电子产品一定要设计合理，因为 HFUS 系统要覆盖 HFUS 传感器的通频带还要避免电子误匹配。可以看出，时变的翻转反射信号过滤允许一些针对中心频率以及随深度而变化的带宽补偿，这个信号还允许超声波传播轴向的分辨率的最优化。此外，本章还展示了将反射测量以及传递测量相结合的概念，以及 HFUS 分层结构的声学参数定量测量的概念。

在关于利用 HFUS 横截面成像的工程概念的上下文中，提到了利用单元素传感器的 B 模式扫描技术。此外，作为实现横向分辨率最优化的 B/D 扫描技术以及合成孔径聚焦也已经讨论过了。其中提出，合成孔径聚焦能够被应用到单元素传感器的更深入领域，这种传感器基于球形波是由传感器焦点传出的这一假设。其中所讲述的 PSF - SAFT 已经作为一种新的 HFUS 成像重建技术被提出，这种成像技术应用了能将系统模拟应答一同考虑的强聚焦传感器。HFUS 有限角度的空间组合，以及多方向组织特征已经通过获取反射信号数据得到实现，反射信号数据来自不同的照射作用角度，通过在机器扫描中应用单元素传感器来获得。正如前面所述，前者使得 B 模式成像技术在抑制散斑以及阴影作用等方面得到强烈改善，这一技术还使得影像对比技术得到发展。而前面所提到的后者，使得分散的反向散射和镜面反射能够定量区分出来。

最后，HFUS 在高分辨率成像技术以及小动物成像技术中的应用也已经讨论过，同时在各个领域应用 B 模式图像的例子都有展示。

## 参考文献


1 Alexander, H.D. and Miller, L. (1979) Determining skin thickness with pulsed ultrasound. *J. Invest. Dermatol.*, **72**, 17–19.

2 Rukinava, B. and Mohar, N. (1979) An approach of ultrasound diagnostic techniques of the skin and subcutaneous tissue. *Dermatologica*, **158**, 81–92.

3 Payne, P.A. (1985) Application of ultrasound in dermatology. *Bioeng. Skin*, **1**, 293–320.

4 Querleux, B., Leveque, J.L., and de-Rigal, J. (1988) In vivo cross-sectional ultrasonic imaging of human skin. *Dermatologica*, **177**, 332–337.

5 Breitbart, E.W., Müller, C.E., Hicks, R., and Vieluf, D. (1989) New developments in ultrasound diagnostic in dermatology. *Akt. Dermatol.*, **15**, 57–61.

6 Serup, J. (1984) Localized scleroderma (morphoea): thickness of sclerotic plaques as measured by 15 MHz pulsed ultrasound. *Acta Derm. Venerol.*, **64** (3), 214–219.

7 Serup, J. (1984) Non-invasive quantification of psoriasis

plaques-measurement of skin thickness with 15 MHz pulsed ultrasound. *Clin. Exp. Dermatol.*, **9** (5), 502–508.

8 Dines, K.A., Sheets, P.W., Brink, J.A., Hanke, C.W., Condra, K.A., Clendenon, J.L., Goss, S.A., Smith, D.J., and Franklin, T.D. (1984) High frequency ultrasonic imaging of skin: experimental results. *Ultrason. Imaging*, **6** (4), 408–434.

9 Yano, T., Fukukita, H., Ueno, S., and Fukumoto, A. (1987) 40 MHz ultrasound diagnostic system for dermatologic examination. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 875–878.

10 Serup, J. and Staberg, B. (1987) Ultrasound for assessment of allergic and irritant patch test reactions. *Contact Dermatitis*, **17** (5), 80–84.

11 Murakami, S. and Miki, Y. (1989) Human skin histology using high-resolution echography. *J. Clin. Ultrasound*, **17** (2), 77–82.

12 Altmeyer, P., el Gammal, S., and Hoffmann, K. (1992) *Ultrasound in Dermatology*, Springer, Berlin.

13 Fornage, B.D., McGavran, M.H., Duciv, M., and Waldron, C.A. (1993) Imaging of the skin with 20-MHz US. *Radiology*, **189**, 69–76.

14 Hoess, A., Ermert, H., el Gammal, S., and Altmeyer, P. (1989) A 50 MHz ultrasonic imaging system for dermatologic application. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 849–852.

15 Höß, A., Ermert, H., el Gammal, S., and Altmeyer, P. (1992) Signal processing in high-frequency broadband imaging systems for dermatologic application. *Acoust. Imag.*, **19**, 243–249.

16 Turnbull, D.H., Starkoski, B.G., Harasiewicz, K.A., Semple, J.L., From, L., Gupta, A.K., Sauder, D.N., and Foster, F.S. (1995) A 40–100 MHz ultrasound backscatter microscope for skin imaging. *Ultrasound Med. Biol.*, **21** (1), 79–88.

17 Ermert, H., Vogt, M., Paßmann, C., el Gammal, S., Kaspar, K., Hoffmann, K., and Altmeyer, P. (1997) High frequency ultrasound (50–150 MHz) in dermatology, in *Skin Cancer and UV Radiation* (eds P. Altmeyer, K. Hoffmann, and M. Stücker), Springer, Berlin, pp. 1023–1051.

18 el Gammal, S., Pieck, C., Auer, T., Kaspar, K., Hoffmann, K., Altmeyer, P., Vogt, M., and Ermert, H. (1998) 100 MHz sonography of psoriasis vulgaris plaques. *Ultraschall Medizin*, **19** (6), 270–274.

19 Gammal, S.E., El Gammal, C., Kaspar, K., Pieck, C., Altmeyer, P., Vogt, M., and Ermert, H. (1999) Sonography of the skin at 100 MHz enables in vivo visualization of stratum corneum and viable epidermis in palmar skin and psoriatic plaques. *J. Invest. Dermatol.*, **5**, 821–829.

20 Vogt, M., Kaspar, K., Altmeyer, P., Hoffmann, K., and El Gammal, S. (2001) High frequency ultrasound for high resolution skin imaging. *Frequenz*, **55**, 12–20.

21 Vogt, M. and Ermert, H. (2006) High-resolution ultrasound, in *Bio-Engineering of the Skin: Skin Imaging and Analysis*, 2nd edn (eds K.P. Wilhelm, P. Elsner, E. Berardesca, and H.I. Maibach), CRC Press, Boca Raton, FL, pp. 83–97.

22 Vogt, M., Scharenberg, R., Moussa, G., Sand, M., Hoffmann, K., Altmeyer, P., and Ermert, H. (2007) A new high frequency ultrasound skin imaging system: imaging properties and clinical in vivo results. *Acoust. Imag.*, **28**, 137–144.

23 Vogt, M. and Ermert, H. (2008) In vivo ultrasound biomicroscopy of skin: spectral characteristics analysis and inverse filtering optimization. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **54** (8), 1551–1559.

24 Paßmann, C. and Ermert, H. (1996) A 100 MHz ultrasound imaging system for dermatologic and ophthalmologic diagnostics. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **43** (4), 545–552.

25 Goldberg, R.E. and Sarin, K. (1967) *Ultrasonics in Ophthalmology. Diagnostic and Therapeutic Applications*, W.B. Saunders, Philadelphia and London.

26 Pavlin, C.J. and Foster, F.S. (1995) *Ultrasound Biomicroscopy of the Eye*, Springer, New York.

27 Fledelius, H.C. (1997) Ultrasound in ophthalmology. *Ultrasound Med. Biol.*, **23** (3), 365–375.

28 Foster, F.S., Pavlin, C.J., Starkoski, B., and Harasiewicz, K. (1990) Ultrasound

backscatter microscopy of the eye in vivo. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 1481–1484.

29 Silverman, R.H., Reinstein, D.Z., Raevsky, T., and Coleman, D.J. (1997) Improved system for sonographic imaging and biometry of the cornea. *J. Ultrasound Med.*, **16** (2), 117–124.

30 Lizzi, F.L., Feleppa, E.J., and Kalisz, A. (2000) High-resolution, three-dimensional visualization and morphology assays of the in-vivo ciliary body. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 1421–1423.

31 Kim, H.H., Chang, J.H., Cannata, J.M., and Shung, K.K. (2007) Design of 20 MHz convex array transducers for high frequency ophthalmic imaging. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 88–91.

32 Turnbull, D.H., Bloomfield, T.S., Baldwin, H.S., Foster, F.S., and Joyner, A.L. (1995) Ultrasound backscatter microscope analysis of early mouse embryonic brain development. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **92**, 2239–2243.

33 Turnbull, D.H., Ramsay, J.A., Shivji, G.S., Bloomfield, T.S., From, L., Sauder, D.N., and Foster, F.S. (1996) Ultrasound backscatter microscope analysis of mouse melanoma progression. *Ultrasound Med. Biol.*, **22** (7), 845–853.

34 Srinivasan, S., Baldwin, H.S., Aristizabal, O., Kwee, L., Labow, M., Artman, M., and Turnbull, D.H. (1998) Noninvasive, in utero imaging of mouse embryonic heart development with 40-MHz echocardiography. *Circulation*, **98**, 912–918.

35 Foster, F.S., Liu, G., Mehi, J., Starkoski, B.D., Adamson, L., Zhou, Y., Harasiecwicz, A., and Zan, L. (2000) High frequency ultrasound imaging: from man to mouse. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 1633–1638.

36 Foster, F.S., Zhang, M.Y., Zhou, Q., Liu, G., Mehi, J., Cherin, E., Harasiewicz, K.A., Starkoski, B.G., Zan, L., Knapik, D.A., and Adamson, S.L. (2002) A new ultrasound instrument for in vivo microimaging of mice. *Ultrasound Med. Biol.*, **28** (9), 1165–1172.

37 Sun, L., Richard, D., Cannata, J.M., Feng, C.C., Johnson, J.A., Yen, J.T., and Shung, K.K. (2007) A high-frame rate high-frequency ultrasonic system for cardiac imaging in mice. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **54** (8), 1648–1655.

38 Cherin, E., Williams, R., Needles, A., Liu, G., White, C., Brown, A.S., Zhou, Y.Q., and Foster, F.S. (2006) Ultrahigh frame rate retrospective ultrasound microimaging and blood flow visualization in mice in vivo. *Ultrasound Med. Biol.*, **32** (5), 683–691.

39 Liu, J.H., Jeng, G.S., Wu, T.K., and Li, P.C. (2006) ECG triggering and gating for ultrasonic small animal imaging. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **53** (9), 1590–1596.

40 Vogt, M. and Ermert, H. (2005) High frequency ultrasonic imaging: system design and performance optimization. *Frequenz*, **59**, 150–153.

41 Xu, X.C., Hu, C.H., Sun, L., Yen, J., and Shung, K.K. (2005) High-frequency high frame rate ultrasound imaging system for small animal imaging with linear arrays. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 1431–1434.

42 Cannata, J.M., Williams, J.A., Zhou, Q., Ritter, T.A., and Shung, K.K. (2006) Development of a 35-MHz piezo-composite ultrasound array for medical imaging. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **53** (1), 224–236.

43 Lukacs, M., Yin, J., Pang, G., Garcia, R.C., Cherin, E., Ross, W., Mehi, J., and Foster, F.S. (2006) Performance and characterization of new micromachined high-frequency linear arrays. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **53** (10), 1719–1729.

44 Brown, J.A., Foster, F.S., Needles, A., Cherin, E., and Lockwood, G.R. (2007) Fabrication and performance of a 40-MHz linear array based on a 1–3 composite with geometric elevation focusing. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **54** (9), 1888–1894.

45 Cannata, J.M., Ritter, T.A., Chen, W.H., Silverman, R.H., and Shung, K.K. (2003) Design of efficient, broadband single-element (20–80 MHz) ultrasonic transducers for medical imaging applications. *IEEE Trans. Ultrason.*

*Ferroelectr. Freq. Control*, **50** (11), 1548–1557.
46 Foster, F.S., Pavlin, C.J., Lockwood, G.R., Ryan, L.K., Harasiewicz, K.A., Berube, L., and Rauth, A.M. (1993) Principles and applications of ultrasound backscatter microscopy. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **40** (5), 608–617.
47 Lockwood, G.R., Turnbull, D.H., Christopher, D.A., and Foster, F.S. (1996) Beyond 30 MHz. *IEEE Eng. Med. Biol.*, **15** (6), 60–71.
48 Vogt, M., Opretzka, J., Perrey, C., and Ermert, H. (2010) Ultrasonic microscanning. *Proc. Inst. Mech. Eng. H*, **224** (2), 225–240.
49 Knapik, D.A., Starkoski, B., Pavlin, C.J., and Foster, F.S. (1997) A realtime 200 MHz ultrasound B-scan imager. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 1457–1460.
50 Foster, F.S., Pavlin, C.J., Harasiewicz, K.A., Christopher, D.A., and Turnbull, D.H. (2000) Advances in ultrasound biomicroscopy. *Ultrasound Med. Biol.*, **26** (1), 1–27.
51 Knapik, D.A., Starkoski, B., Pavlin, C.J., and Foster, F.S. (2000) A 100–200 MHz ultrasound biomicroscope. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **47** (6), 1540–1549.
52 Chen, W.H., Gottlieb, E.J., Cannata, J.M., Chen, Y.F., and Shung, K.K. (2000) Development of sector scanning ultrasonic backscatter microscope. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 1681–1684.
53 Brown, J.A., Démoré, C.E.M., and Lockwood, G.R. (2004) Design and fabrication of annular arrays for high-frequency ultrasound. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **51** (8), 1010–1017.
54 Ketterling, J.A., Aristizábal, O., Turnbull, D.H., and Lizzi, F.L. (2005) Design and fabrication of a 40-MHz annular array transducer. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **52** (4), 672–681.
55 Ketterling, J.A., Ramachandran, S., and Aristizábal, O. (2005) Operational verification of a 40-MHz annular array transducer. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **53** (3), 623–630.
56 Ketterling, J.A. and Silverman, R.H. (2006) 20-MHz annular arrays for ophthalmic imaging. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 252–255.
57 Snook, K.A., Hu, C.H., Shrout, T.T., and Shung, K.K. (2006) High-frequency ultrasound annular-array imaging. Part I: array design and fabrication. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **53** (2), 300–308.
58 Hu, C.H., Snook, K.A., Cao, P.J., and Shung, K.K. (2006) High-frequency ultrasound annular-array imaging. Part II: digital beamformer design and imaging. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **53** (2), 309–316.
59 Aristizábal, O., Turnbull, D.H., and Ketterling, J.A. (2006) Analysis of 40 MHz annular array imaging performance in mouse embryos. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 872–875.
60 Opretzka, J., Vogt, M., and Ermert, H. (2009) A model-based synthetic aperture image reconstruction technique for high-frequency ultrasound. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 377–380.
61 Vogt, M., Opretzka, J., and Ermert, H. (2009) Synthetic aperture focusing technique for high-resolution imaging of surface structures with high-frequency ultrasound. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 1514–1517.
62 Opretzka, J., Vogt, M., and Ermert, H. (2010) A synthetic aperture focusing technique with optimized beamforming for high-frequency ultrasound. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 2303–2306.
63 Vogt, M. (2010) Synthetic aperture focusing techniques in radar and ultrasound imaging. Proc. 8th European Conference on Synthetic Aperture Radar (EUSAR 2010). CD ROM, pp. 426–429.
64 Opretzka, J., Vogt, M., and Ermert, H. (2010) A model-based synthetic aperture focusing technique for high-frequency ultrasound imaging. Proc. 8th European Conference on Synthetic Aperture Radar (EUSAR 2010). CD ROM, pp. 430–433.
65 Opretzka, J., Vogt, M., and Ermert, H. (2011) A high-frequency ultrasound imaging system combining limited-angle spatial compounding and model-based synthetic aperture focusing. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **58** (7), 1355–1365.

66 Erickson, S., Kruse, D., and Ferrara, K. (2001) A hand-held, high frequency ultrasound scanner. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 1465–1468.
67 Vogt, M. and Ermert, H. (2009) Ultrasonic two-port measurements for the reconstruction of layered media properties. *Frequenz*, **63**, 147–151.
68 Vogt, M. and Ermert, H. (2008) Limited-angle spatial compound imaging of skin with high-frequency ultrasound (20 MHz). *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **55** (9), 1975–1983.
69 Opretzka, J., Vogt, M., and Ermert, H. (2008) 3D small animal imaging with high-frequency ultrasound (20 MHz) using limited-angle spatial compounding. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 130–133.
70 Opretzka, J., Vogt, M., and Ermert, H. (2008) A correction scheme for refraction and time-of-flight artifacts in limited-angle spatial compound imaging with high-frequency ultrasound. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 1378–1381.
71 Vogt, M., Opretzka, J., and Ermert, H. (2008) Parametric imaging of specular reflections and diffuse scattering of tissue from multi-directional ultrasound echo signal data. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 1963–1966.
72 Vogt, M. and Ermert, H. (2005) Development and evaluation of a high-frequency ultrasound-based system for in vivo strain imaging of the skin. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **52** (3), 375–385.

# 第6章　基于阵列技术的定量化声学显微镜方法

## 6.1　概述

目前已经诞生了数种定量化的声学显微镜方法，它们可以测量浸于液体中扁平样本局部区域的超声表面波和体波参数。其中一种最流行的技术是将探头垂直于样本表面做机械平移同时记录聚焦换能器的输出电压 $V(z)$ [1-9]。通过所记录的 $V(z)$ 数据可以得到漏表面波的相速度和传播衰减，这些漏表面波可以是瑞利（Rayleigh）波、兰姆（Lamb）波或掠面纵波（skimming longitudinal wave），还可以得到样本与水交界面上反射系数的函数。在 $V(z)$ 技术的应用中也出现了各种变化形式，包括各种形式的聚焦换能器、模拟和数字信号处理方法以及电子设备等。

近来，为了进行材料特征的定量化检测，又发展出了几种采用两个换能器的声学显微镜技术。其中有一种超声显微测量仪器应用一对球面—平面透镜组在一个很宽的频率范围测量反射系数[10]。该系统通过整体倾斜球面—平面透镜组来测量反射波的角谱。还有一种具有独立的发射换能器和接收换能器的超声系统，用于研究漏表面波的各向异性传播。在这些方法中，发射换能器的焦点位于液体—固体的交界面上，通过旋转样本[11,12]或者让接收换能器做二维扫描[13,14]来记录散射声场。另外，还产生了一些由接收换能器沿 $x$ 轴进行横向扫描进行材料特性测量的超声系统[15-17]。相比 $V(z)$ 技术，$V(x)$ 技术具有提供更高的角分辨率和温度稳定性的潜力。

所有上述定量化的测量方法都需要接收换能器进行机械扫描，在这种情况下，充分获取时空测量数据需要耗费大量时间，而且测量准确度依赖于机械部件移动的精密程度。为了克服这些缺点，可以采用超声换能器阵列来记录散射波声场的时空分布。目前，在对样本内部结构成像的医学诊断和无损检测中已经广泛采用超声换能器阵列。但另一方面，介绍将超声阵列应用于样本局部定量化特征检测的文献还比较有限（如参考文献[18,19]）。文献[18]将阵列直接置于棱柱样本的相邻侧面测量地质构造中体波的速度。参考文献[19]则提出了用阵列测量沿软组织—皮质骨界面横向传播波的速度。本章将要关注的是应用超声换能器阵列测量漏表面波的速度和衰减，同时还将测量体波的速度和平板状样本的厚度。

## 6.2　测量漏波的速度和衰减

图6.1给出了用于测量漏波参数的系统设置原理图。该系统采用单个线聚焦换能器

产生漏表面声波（LSAW）。换能器轴线的倾角为 $\gamma_0$，聚焦线位于样本界面上。如果 LSAW 的临界角 $\theta_R$ 满足条件：$\gamma_0-\gamma_m<\theta_R<\gamma_0+\gamma_m$，这里 $\gamma_m$ 为换能器的半孔径角，则入射的柱面波将会产生一个漏波。该漏表面波沿着界面传播，同时向浸有样本的液体中反向辐射，反射波被倾角为 $\theta_0$ 的超声线列阵接收。

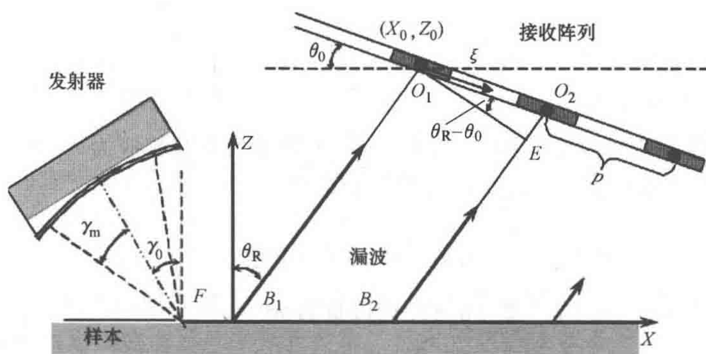



图 6.1　测量 LASW 原理图

该线列阵包含 $n$ 个相同的矩形阵元，阵元的间距为 $p$，阵元的长边平行于发射换能器的焦线，也平行于样本表面。阵元的宽度相对较小，从而为接收 LSAW 提供足够宽的开角灵敏度。

在浸有样本的液体中，简谐漏瑞利波的声场可以表示为[20]

$$g(x,z)=\exp(-\alpha_x x-\alpha_z z)\exp\{ik\sin\theta_R+z\cos\theta_R)\}\exp(-i\omega t) \tag{6.1}$$

式中　$\omega$——角频率；

$k$——波数；

$\alpha_x$ 和 $\alpha_z$——分别是波沿着 $x$ 和 $z$ 轴传播的衰减系数。

该漏波是一种非均匀的平面波，所以波数 $k$ 满足

$$k^2=k_0^2+\alpha_x^2+\alpha_z^2 \tag{6.2}$$

式中　$k_0=\omega/C$——均匀平面波的波数；

$C$——液体中的声速。

由于向液体中辐射能量，LSAW 的幅度沿着 $x$ 轴方向衰减（$\alpha_x>0$），但在 $z$ 轴方向 LSAW 的幅度逐渐增加：

$$\alpha_z=-\alpha_x\cdot\tan\theta_R<0 \tag{6.3}$$

相对波数来说，衰减因子要小得多：$\alpha\ll k_0$，因此 $k\approx k_0$，于是 LSAW 的相速度与均匀平面波波速 $C$ 的差异可以忽略不计。

省略时间因子 $\exp(-i\omega t)$，LSAW 声场可以重新写为

$$g(x,z)=\exp[-\alpha_x(x-z\tan\theta_R)]\exp\{ik_0(x\sin\theta_R+z\cos\theta_R)\} \tag{6.4}$$

该声波通过换能器阵列的阵元进行接收。假设第一个阵元位于（$x_0$，$z_0$）点，$\xi$ 是第 $j$ 个阵元（$j=0$，1，…，$n-1$）的坐标，该坐标始于阵元的中心并指向阵列孔径的方向

(见图 6.1)。按此定义，阵列孔径中任意点的坐标表示为

$$x = x_0 + (jp + \xi)\cos\theta_0, z = z_0 - (jp + \xi)\sin\theta_0 \tag{6.5}$$

在该孔径中声场的分布就可以表述为 $\xi$ 的函数：

$$g_j(\xi) = u_0 \exp\left[-\alpha_x (jp + \xi)\frac{\cos(\theta_R - \theta_0)}{\cos\theta_R}\right]\exp\{i(jp + \xi)k_0\sin(\theta_R - \theta_0)\} \tag{6.6}$$

式中

$$u_0 = \exp[-\alpha_x(x_0 - z_0\tan\theta_R)]\exp\{ik_0(x_0\sin\theta_R + z_0\cos\theta_R)\} \tag{6.7}$$

是其在 ($x_0$, $z_0$) 点的取值。

假如阵列所有阵元完全相同，它们对于给定频率的空间响应为 $h$ ($\xi$)。在这种情况下，第 $j$ 个阵元的输出信号可以表示成卷积的形式：

$$s_j = \int_{-\infty}^{\infty} g_j(\xi)h(\xi)\mathrm{d}\xi \tag{6.8}$$

利用式 (6.6) 和式 (6.7)，式 (6.8) 可以重写为

$$s_j = u_1 \exp\left[-\alpha_x jp\frac{\cos(\theta_R - \theta_0)}{\cos\theta_R}\right]\exp\{ijp \cdot k_0\sin(\theta_R - \theta_0)\} \tag{6.9}$$

这里的系数 $u_1$ 与阵元序号 $j$ 无关：

$$u_1 = u_0\int_{-\infty}^{\infty} h(\xi)\exp\left[-\alpha_x\xi\frac{\cos(\theta_R - \theta_0)}{\cos\theta_R}\right]\exp\{i\xi \cdot k_0\sin(\theta_R - \theta_0)\}\mathrm{d}\xi \tag{6.10}$$

因为 $|\xi| < p/2$，且阵列的排列间隔很小，指数衰减因子可以忽略。在这种情况下，式 (6.10) 的积分表达式就成为阵元空间响应 $h$ ($\xi$) 的傅里叶 (Fourier) 变换：

$$u_1 \approx u_0 H[k_0\sin(\theta_R - \theta_0)] \tag{6.11}$$

式中 $H$——阵元的指向性函数。

根据式 (6.9)，接收信号的相位与 $j$ 成比例，而且依赖于临界角 $\theta_R$ 和阵列倾角 $\theta_0$ 之差：

$$\varphi_j = \varphi_0 + jp \cdot k_0\sin(\theta_R - \theta_0) \tag{6.12}$$

式中 $\varphi_0$——系数 $u_1$ 的相角。

考虑无色散漏波的情况。此时，相位因子 $pk_0\sin$ ($\theta_R - \theta0$) 与频率 $\omega$ 成正比。此外，衰减系数与频率的绝对值成正比：$\alpha_x = \gamma|\omega|C^{-1}$，这里的 $\gamma$ 为归一化衰减系数，它依赖于介质的声学参数。对式 (6.9) 做傅里叶反变换就可以得到阵列阵元所接收到的信号：

$$r_j(t) = F^{-1}[s_j] = r_0(t) * F^{-1}[\exp(-aj)] * \delta(t - jb) \tag{6.13}$$

式中 $r_0(t) = F^{-1}[u_1]$——第 1 个阵元 ($j=0$) 的接收信号；

$*$——卷积运算；

$\delta$ ($\cdot$) ——狄拉克 (Dirac) $\delta$ 函数；

$b$——相邻阵元信号之间的时间延迟：

$$b = pk_0\sin(\theta_R - \theta_0)/\omega = pC^{-1}\sin(\theta_R - \theta_0) \tag{6.14}$$

$a$——给定频率下这两个信号幅度之比的对数：

$$a=\gamma \mid \omega \mid p\frac{\cos(\theta_R-\theta_0)}{C\cos\theta_R} \tag{6.15}$$

注意到：

$$C_R=C\,(\sin\theta_R)^{-1} \tag{6.16}$$

如果已知时间延迟 $b$，就可以计算 LSAW 的速度 $C_R$：

$$C_R=C\left[\sin\left\{\arcsin\left(\frac{bC}{p}\right)+\theta_0\right\}\right]^{-1} \tag{6.17}$$

因为任意两个相邻阵元的时间延迟 $b$ 为常数，故可以通过求解下列线性回归方程得到：

$$t_j=t_0+bj \tag{6.18}$$

式中　$t_j$——对应于第 $j$ 个阵元的超声脉冲传播时间。

如果漏波的衰减很小，则对于所有接收通道而言，各个 $r_j$（$t$）信号将具有不同的延迟和幅度，但其形状几乎完全相同。在这种情况下，采样简单方法，如过零检测的方法[21]，就可以准确确定时间延迟 $t_j$。如果 LSAW 的衰减很大，式（6.13）[㊀] 中的指数因子 exp（$-aj$）将对接收波形产生显著影响。但由于该因子仅是频率的实函数，接收波形 $r_j$（$t$）的相位谱不受衰减系数的影响，而相位谱中包含有线性成分 $\omega t_j$，所以，可以通过比较由计算所得到谱相位的斜率获得时间延迟 $t_j$[21]。

根据式（6.9）和式（6.15），取幅度谱的对数：$\mu_j=\log|s_j|$，得到如下线性回归方程：

$$\mu_j=\mu_0-aj \tag{6.19}$$

式中　$\mu_0=\log|u_1|$——常数。取适当的频带求解这些方程，即可得到依赖频率的衰减系数 $\alpha_x$（$\omega$）和归一化衰减系数 $\gamma$。

该方法也可以用射线模型予以说明（见图 6.1）。令线段 $O_1E$ 平行于漏波的波阵面，于是声线 $B_1O_1$ 和 $B_2O_2$ 在同一时刻分别到达 $O_1$ 点和 $E$ 点，因此阵元 $O_1$ 和 $O_2$ 两信号之间的时间延迟为：$b=O_2E/C$。由于 $O_2E=p\sin$（$\theta_R-\theta_0$），所以用射线方法同样得到了式（6.14）。如果忽略液体中超声波的衰减，则沿着声线 $B_1O_1$ 和 $B_2O_2$，漏波的幅度为常数，因此在 $O_1$ 和 $O_2$ 两点信号的幅度之比等于 exp（$-\alpha_xB_1B_2$）。基于问题的几何关系，可以得到 $B_1B_2$ 的距离为

$$B_1B_2=\frac{O_1E}{\cos\theta_R}=\frac{p\cos(\theta_R-\theta_0)}{\cos\theta_R} \tag{6.20}$$

从而从射线模型所导出的衰减系数 $a=\alpha_xB_1B_2$ 与式（6.15）一致。

对漏波的速度 $C_R$ 和衰减系数 $\alpha_x$ 的测量是间接得到的。为了利用式（6.17）计算速度 $C_R$，必须得到参数 $b$、已知阵列的阵元排列间距 $p$、阵列的倾角 $\theta_0$ 和液体中的声速 $C$。速度 $C_R$ 的误差 $v$ 可以利用求偏微分的方法进行估计：

$$v=\sum_k v_k=\frac{1}{C_R}\sum_k\left|\frac{\partial\ C_R}{\partial\ \gamma_k}\right|\delta\gamma_k \tag{6.21}$$

式中　$\delta\gamma_k$——参数 $\gamma_k=$（$b$，$p$，$\theta_0$，$C$）中的各个误差。

---

㊀ 原书此处为式（6.9），有误——译者注。

衰减系数 $\gamma$ 依赖于 $a$、$p$、$\theta_0$ 和 $C_R$ 的测量值。类似地，可以写出衰减系数 $\alpha_x$ 的误差：

$$\eta = \sum_k \eta_k = \frac{1}{\alpha_x}\sum_k \left|\frac{\partial \alpha_x}{\partial \gamma_k}\right| \cdot \delta\gamma_k \tag{6.22}$$

式中 $\delta\gamma_k$——参数 $\gamma_k = (b, p, \theta_0, C_R)$ 中的各个误差。

为了得到参数 $b$ 和 $a$，应当分别求解线性回归方程（6.18）和（6.19），如可以利用最小二乘法来进行求解[22]。让我们来估计一下误差 $\delta b$。考虑到测量误差，式（6.18）可以重写为

$$t_j = t_0 + bj + \tau_j + \varepsilon_j \tag{6.23}$$

式中 $\tau_j$ 和 $\varepsilon_j$——两类独立的随机变量。

假设 $\tau_j$ 来自于以下因素：硬件的抖动、接收阵元相位脉冲响应的变化、浸没液体弹性特性的起伏和装置的机械振动。无论何种情况，该类型噪声的方差 $\sigma_\tau^2 = \langle \tau_j^2 \rangle$ 均与信号 $r_j(t)$ 无关。另一个时间延迟的不确定性 $\varepsilon_j$ 来自于加性的电磁噪声、浸没液体对超声吸收的起伏以及其他来源。以 $\sigma_0^2$ 代表由这些源所产生的总方差，时间误差应该与信号的幅度和频率成反比，则对应的时间方差 $\sigma_j^2$ 可以由式（6.24）做出估计：

$$\sigma_j^2 = \langle \varepsilon_j^2 \rangle = \left(\frac{\sigma_0}{|s_j|\omega_0}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_0}{|u_1|\exp[-a(\omega_0)j]\omega_0}\right)^2 \tag{6.24}$$

该类时间延迟误差依赖于信噪比，并且随着阵元序号的增加而加大。

系数 $b$ 可以利用最小二乘法计算：

$$b = \frac{n\sum jt_j - \sum j \sum t_j}{n\sum j^2 - (\sum j)^2}, j = 0, 1, \cdots, n-1 \tag{6.25}$$

利用简单线性回归估计得到该斜率的方差为[22]

$$(\delta b)^2 = \frac{n\sum(\tau_j + \varepsilon_j)^2}{(n-2)[n\sum j^2 - (\sum j)^2]} \tag{6.26}$$

由于 $\tau_j$ 与 $\varepsilon_j$ 相互独立，误差 $\delta b$ 由两种成分组成：

$$(\delta b)^2 = (\delta b)_\tau^2 + (\delta b)_\varepsilon^2 \tag{6.27}$$

式中

$$(\delta b)_\tau = \sqrt{n}\sigma_\tau \psi_n(0), (\delta b)_\varepsilon = \frac{\sigma_0}{|u_1|\omega_0}\psi_n(a) \tag{6.28}$$

和

$$\psi_n^2(a) = \frac{n\sum \exp\{2ja(\omega_0)\}}{(n-2)[n\sum j^2 - (\sum j)^2]} \tag{6.29}$$

速度 $C_R$ 中的相对误差 $\nu_b$ 也包含两项：$v_b = v_{b\tau} + v_{b\varepsilon}$。利用式（6.21）取偏微分可以得到这些误差项：

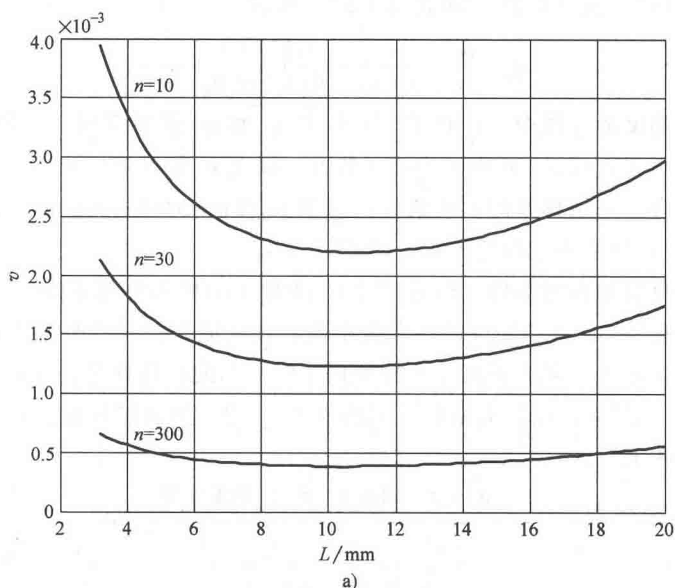
$$v_{b\tau} = \frac{C_R \cdot \cos\theta_R}{\cos(\theta_R - \theta_0)p}\sigma_\tau \sqrt{n}\Psi_n(0) \tag{6.30}$$

$$v_{b\varepsilon}=\frac{C_{R}\cos\theta_{R}}{\cos(\theta_{R}-\theta_{0})p}\cdot\frac{\sigma_{0}\Psi_{n}(a)}{|u_{0}|H[k_{0}\sin(\theta_{R}-\theta_{0})]} \tag{6.31}$$

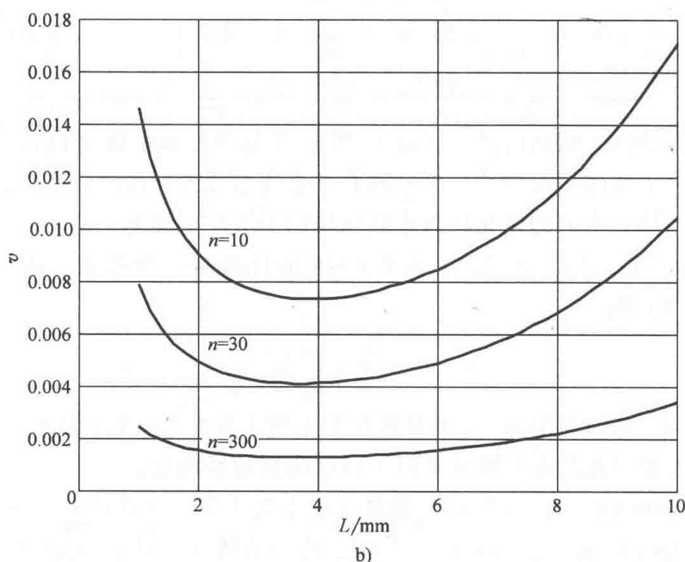
为了估计参数 $a$ 的误差，应该改写式（6.19）给出的回归方程使其包含加性噪声 $\sigma_0$：

$$\mu_{j}=\log(|u_{1}|\exp\{-aj\}+\sigma_{0})=\mu_{0}-aj+\log\left(1+\frac{\sigma_{0}}{|u_{1}|\exp\{-aj\}}\right) \tag{6.32}$$

假设该噪声幅度较小：$\sigma_0\ll|s_j|$，将对数函数取近似，得到如下形式的回归表达式：




a)




b)

图 6.2　相对误差 $v_{b\varepsilon}$ 的计算结果

a）水—钢　b）水—熔凝石英

$$\mu_j = \mu_0 - aj + \frac{\sigma_0}{|u_1| \exp\{-aj\}} \tag{6.33}$$

误差 $\delta a$ 可以利用式（6.28）通过函数 $\Psi_n(a)$ 导出：

$$\delta a = \frac{\sigma_0}{|u_1|}\Psi_n(a) \tag{6.34}$$

由此可见，该误差依赖于衰减系数本身和信噪比。对应于衰减系数中的相对误差 $\eta_a$ 可以利用式（6.11）、式（6.15）和式（6.22）计算：

$$\eta_a = \frac{\delta a}{a} = \frac{\sigma_0 \Psi_n(a)}{a|u_0| H[k_0 \sin(\theta_R - \theta_0)]} \tag{6.35}$$

在分析测量准确度的过程中，计算了相对误差 $\nu_{b\varepsilon}$ 和 $\eta_a$ 作为阵列孔径的函数变化结果，阵列孔径的大小为 $L = pn$，其中 $n$ 为阵元数目。误差 $\nu_{b\varepsilon}$ 的计算中应用了水—钢和水—熔凝石英两种组合，采用典型的实验数据：频率 $\omega_0/2\pi = 5\text{MHz}$，信噪比 $|u_1|/\sigma_0 = 10$，阵列倾角 $\theta_0 = 30°$，其结果分别见图 6.2a 和图 6.2b。

正如应该可以预料的那样，相对误差 $\nu_{b\varepsilon}$ 随着 $n$ 的增加单调下降。但对于固定的 $n$，存在一个最佳孔径 $L$，在该处误差达到最小值。超过最佳孔径以外误差的增加可以解释为：在孔径的远端由于漏波衰减导致信噪比下降。因此，最佳孔径和对应可以达到的最小误差 $\nu_{b\varepsilon}$ 依赖于 LSAW 的衰减系数（见表 6.1）。较大的衰减导致信号迅速衰落，从而也导致误差快速上升。

**表 6.1 误差 $\nu_{b\varepsilon}$ 和 $\eta_a$ 的最小值**

| 材料 | $\nu_{b\varepsilon}$ | | $\eta_a$ | | $\eta_a/\nu_{b\varepsilon}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| | $n=30$ | $n=300$ | $n=30$ | $n=300$ | |
| 钢（$L\approx10.5\text{mm}$） | $1.25\times10^{-3}$ | $0.4\times10^{-3}$ | 0.11 | 0.035 | 86.8 |
| 熔凝石英（$L\approx4\text{mm}$） | $4\times10^{-3}$ | $1.5\times10^{-3}$ | 0.1 | 0.04 | 25.9 |

除此以外，还应该指出的是，误差 $v_{b\varepsilon}$ 和 $\eta_a$ 还依赖于接收阵元的指向性函数 $H$。如果阵元的宽度大于液体中的波长，则意味着具有狭窄的指向性函数。在这种情况下，为了避免信噪比下降，阵列的倾角应该达到预期的 LSAW 临界角：$\theta_0 \approx \theta_R$。

按照式（6.30）和式（6.35），误差 $v_{b\varepsilon}$ 和 $\eta_a$ 还具有比例关系，这是因为它们的行为由函数 $\Psi_n$（$a$）决定：

$$\eta_a = v_{b\varepsilon}\frac{\omega_0}{\alpha_x C_R} \tag{6.36}$$

对于所选的材料，误差比例 $\eta_a/v_{b\varepsilon}$ 的计算结果也列于表 6.1。该比例远远大于 1，而且一般来说，吸收系数测量的准确度远远低于速度测量的准确度。

对于熔凝石英材料，相对误差 $v_{b\tau}$ 随阵元数变化关系的计算结果见图 6.3。计算中所用的具体参数为：阵列阵元间距 $p = 0.2\text{mm}$，阵列倾角 $\theta_0 = 30°$，时间抖动 $\sigma_\tau = 5\text{ns}$。该项误差随着阵元数 $n$ 的增加单调减少。

速度的相对误差 $v_\theta$、$v_p$ 和 $v_C$ 分别对应来自于阵列相对样本倾角的误差 $\delta\theta_0$、阵列阵

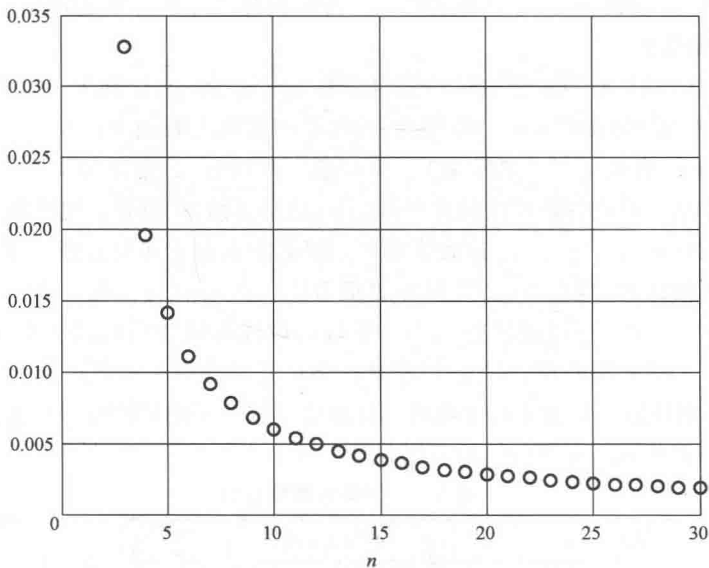



图 6.3　相对误差 $v_{br}$ 随阵元数 $n$ 的变化关系

元间距的误差 $\delta p$ 和液体中声速的误差 $\delta C$。这些误差可以根据式（6.21）导出，并列于表 6.2。误差 $\delta\theta_0$ 由样本或阵列布置不当引起；$\delta p$ 是工艺条件限制造成阵元间距的偏差；$\delta C$ 则缘于浸没液体温度、压力、化学成分的变化以及非均匀平面波速度的下降。根据式（6.2），非均匀平面波的相速度 $C_E$ 低于均匀平面波的相速度 $C$[23]：

$$C_E = C\left(\sqrt{1+\frac{\alpha_x^2+\alpha_z^2}{k_0^2}}\right)^{-1} \tag{6.37}$$

**表 6.2　相对误差 $v_k$ 和 $\eta_k$**

| | 速度误差 $v_k$ | 衰减误差 $\eta_k$ |
|---|---|---|
| $\delta\theta_0$ | $v_\theta = \dfrac{1}{\tan\theta_R}\cdot\delta\theta_0$ | $\eta_\theta = \lvert\tan(\theta_R-\theta_0)\rvert\delta\theta_0$ |
| $\delta p$ | $v_p = \dfrac{\tan(\theta_R-\theta_0)}{\tan\theta_R}\cdot\dfrac{\delta p}{p}$ | $\eta_p = \dfrac{\delta p}{p}$ |
| $\delta C$ | $v_C = \dfrac{\sin\theta_0}{\sin\theta_R\cdot\cos(\theta_R-\theta_0)}\cdot\dfrac{\delta C}{C}$ | — |
| $v=\delta(C_R)C_R^{-1}$ | — | $\eta_{CR} = \dfrac{\sin\theta_0\cdot\sin\theta_R}{\cos(\theta_R-\theta_0)\cos^2\theta_R}\cdot v$ |

由于 $\alpha \ll k_0$，速度减小量可以按式（6.38）进行估计：

$$\frac{\delta C}{C} = \frac{C-C_E}{C} = \frac{1}{2}\left(\frac{\alpha_x}{k_0\cos\theta_R}\right)^2 \tag{6.38}$$

这种速度减少的效应相对较小。例如，对于水—熔凝石英组合，归一化衰减因子

$\alpha_x/k_0=0.017$[24]，从而 $\delta C/C=1.8\times10^{-4}$。而且当阵列平行于样品表面，即 $\theta_0=0$ 时，误差 $v_C$ 将不复存在。

利用式（6.22）计算得到衰减的相对误差 $\eta_\theta$、$\eta_p$ 和 $\eta_{CR}$ 也列于表 6.2。声速的变化 $\delta C$ 并不引起衰减的测量误差，这是因为 $\alpha_x$ 与 $C$ 不存在关联关系。但另一方面，衰减系数却与临界角 $\theta_R$ 有关，因此速度误差 $v$ 将对衰减系数 $\eta_{CR}$ 带来附加误差。

表 6.3 给出了对于各种不同的阵列倾角 $\theta_0$ 和临界角 $\theta_R$ 组合，速度相对误差 $v_\theta$、$v_p$、$v_C$ 和衰减相对误差 $\eta_\theta$、$\eta_p$、$\eta_{CR}$ 的数值估计。速度测量对于接收孔径的倾角、阵列阵元间距以及浸没液体的参数，尤其是温度 $T$ 很敏感。在不同的实验设置中，误差 $v_\theta$、$v_p$、$v_C$ 可能比 $v_{b\varepsilon}$ 和 $v_{br}$ 大，也可能比它们小。通过合理选择倾角可以减少某些误差。例如，当孔径平行于 LSAW 波阵面，即 $\theta_0=\theta_R$ 时，误差 $v_p$ 将会消失；当孔径平行于样品表面，即 $\theta_0=0$ 时，测量结果对液体的参数将不再敏感。相对于由加性噪声引起的误差 $\eta_a$，衰减测量的相对误差 $\eta_\theta$、$\eta_p$ 和 $\eta_{CR}$ 均可以忽略不计。

表 6.3 误差的数值估计

| 典型值 | | 角度 $\theta_0$, $\theta_R$ | $v$ | $\eta$ |
|---|---|---|---|---|
| $\Delta\theta$ | $\delta\theta\approx10^{-2}-10^{-3}$ rad | $\theta_0=0;\theta_R=\pi/6$ | $v_\theta\approx2\cdot\delta\theta$ | $\eta_\theta\approx0.5\delta\theta$ |
| | | $\theta_0=\theta_R=\pi/6$ | $v_\theta\approx2\cdot\delta\theta$ | $\eta_\theta=0$ |
| $\delta p$ | $\delta p/p\approx10^{-3}$ | $\theta_0=0;\theta_R=\pi/6$ | $v_p\approx\delta p/p$ | $\eta_p\approx\delta p/p$ |
| | | $\theta_0=\theta_R=\pi/6$ | $v_p=0$ | $\eta_p\approx\delta p/p$ |
| $\delta C$ | $\delta C/C\approx2\times10^{-3}(\delta T=1°\mathrm{K})$ | $\theta_0=\theta_R$ | $v_C\approx\delta C/C$ | — |
| | | $\theta_0=0$ | $v_p=0$ | — |
| $v$ | $v\approx10^{-2}\sim10^{-3}$ | $\theta_0=\theta_R=\pi/6$ | — | $\eta_{CR}\approx0.3v$ |
| | | $\theta_0=0$ | — | $\eta_{CR}=0$ |

在实验中，用一个无透镜的线聚焦换能器激发漏波（见图 6.1）。该换能器采用聚偏二氟乙烯薄膜（Measurement Specialties, Inc.，PVDF），直接浸入水中辐射柱面聚焦声波。薄膜由凹柱面缓冲结构进行支撑，该缓冲结构的声学阻抗与薄膜的声学阻抗接近，以便获得较宽的频带。换能器的中心频率约 15MHz，相对带宽高达 100%。换能器的焦距和半孔径角分别为 20mm 和 $\gamma_m=30°$，聚焦线长 10mm。换能器轴线的倾角为 $\gamma_0=45°$，从而可以产生临界角在 15°～75°范围内的漏波。

接收线列阵使用压电复合材料和工艺制造（Imasonic Inc.，France）。阵列的中心频率和相对带宽分别大约为 17MHz 和 70%。该阵列有 32 个矩形阵元，阵元宽 0.20mm，长 8mm，间距 $p=0.25$mm。对于 10MHz 频率，指向性函数 $H$ 的 3dB 主瓣宽度约 ±20°。

经过手动机械系统调整过程，使得换能器发射的聚焦线刚好位于水—样本的交界面，阵列阵元的长边与发射聚焦线和样本表面平行。

发射换能器用幅度 200V、脉宽 50ns 的方波脉冲激励。激励脉冲由一个超声发射/接收机系统（UT 340；Utex Scientific Instruments Inc.）产生。调整接收机的低通和高通滤波器获得 1～30MHz 的带宽。通过一个模拟多路复用开关依次将阵列各个阵元连接到接收机的输入端。经过放大和滤波的信号 $s_j(t)$，$j=1, 2, \cdots, 32$ 为通道号，由一台示波器（TDS520C；Tektronix）进行数字化以后经由 GPIB 接口传输到计算机。整个

$s_j$ $(t)$数据组的采集时间不超过 200ms。

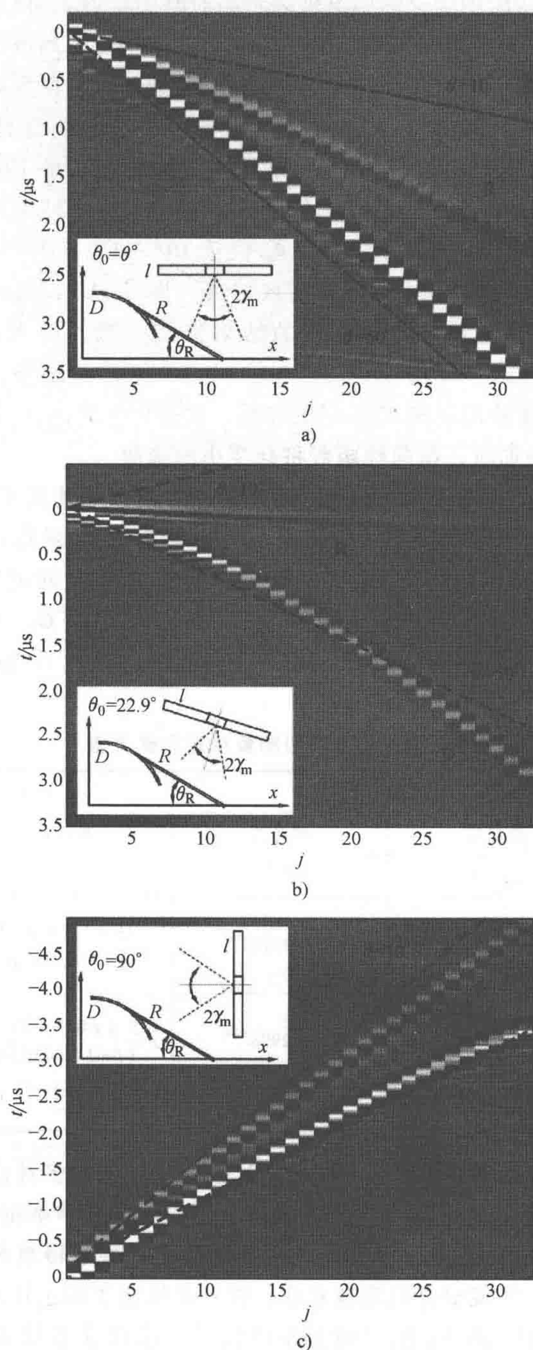



图 6.4　熔凝石英样本，阵列倾角 $\theta_0$ 分别为 0°、22.9°和 90°所记录的数据 $s_j$ $(t)$

实验中测试了多种已知特性的材料。图 6.4 所示是熔凝石英材料在不同阵列倾角 $\theta_0$ 所记录的数据 $s_j$（$t$）的灰阶图像。图中纵轴表示相对时间延迟 $t$，横轴对应于通道号 $j$。由于阵源数量相对较少（$n=32$），所以图像对于变量 $j$ 所呈现的离散结构非常明显。

发射换能器所产生的入射波遇到界面以后产生直接反射波 D 和漏波 R。反射波 D 是一个柱面波，它的波源是位于水—样本界面上焦点处的一条线（见图 6.1），它呈现出对于 $j$ 的非线性行为。对于所有方位的阵列，漏波 R 都先于反射波 D 到达接收阵元。在时域上 R 和 D 响应的斜率以及二者相互分离的程度取决于阵列的方位。图 6.4 中的虚线作为参考线标记了 LSAW 的入射临界角 $\theta_R$ 位于 10° ~ 50°范围所对应区域的边界。当阵列的倾角 $\theta_0=22.9°$时两种模式的分离度最好（见图 6.4b），此时阵列大致指向漏波的传播方向。这一观测结果与误差分析的结果保持一致，因为相对误差 $v_{b\tau}$［式(6.30)］和 $v_{b\varepsilon}$［式（6.31）］均与 cos（$\theta_R-\theta_0$）成反比。除此之外，在倾角 $\theta_0=0°$和 $\theta_0=90°$时接收阵元对于漏波的灵敏度都会比较低，这是因为当入射波在阵列孔径平面上的入射角度 $|\theta_R-\theta_0|$增加时，指向性函数将会变小的缘故。

图 6.4 所呈现的 $s_j$（$t$）数据经过处理以后就得到了漏波的速度 $C_R$。首先，将 R 的响应分离出来，并确定其负峰值所在的时间点 $t_j$，将其作为 $j$ 的函数。然后求解线性回归方程（6.18）得到参数 $b$，再利用式（6.17）计算速度 $C_R$。对应阵列倾角 $\theta_0=0°$、$\theta_0=22.9°$和 $\theta_0=90°$，测量得到的数值分别为 $C_R=3461$m/s、$C_R=3445$m/s 和 $C_R=3485$m/s。通过与已知的参考值 $C_R^*=3426$m/s（见表 6.4）对比，0°和 90°倾角时的测量结果偏差较大。

**表 6.4 LSAW 参数的测量结果和参考值**

| 材料 | 速度 | | 归一化衰减系数 | |
|---|---|---|---|---|
| | 测量值 | 参考值 | 测量值 | 参考值[24] |
| | $C_R, C_L$/(m/s) | $C_R^*, C_L^*$/(m/s) | $\gamma$ | $\gamma^*$ |
| 熔凝石英 | $C_R=3440\pm26$ | $C_R^*=3426$[24] | $16\pm1.3\times10^{-3}$ ($f=3\sim13$MHz) | $17\times10^{-3}$ |
| 钢 | $C_R=3006\pm15$ | $C_R^*=2998$[24] | $5.6\pm0.3\times10^{-3}$ ($f=3\sim20$MHz) | $5.4\times10^{-3}$ |
| 聚苯乙烯 | $C_L=2355\pm20$ | 2340[21] | — | — |

在后续实验中，固定设置阵列倾角为 $\theta_0=22.9°$，分别测量多种已知声学参数的材料。图 6.5 给出的是钢样本的记录数据 $s_j$（$t$）。与熔凝石英样本的记录数据（见图 6.4b）进行对比，发现 R 响应的斜率有所不同，而且幅度衰落得更慢。这是因为相对于熔凝石英，钢的 LSAW 速度更慢且衰减更小。图 6.6 给出了用于计算 LSAW 速度的响应时间延迟 $t_j$ 的测量结果。对 $C_R$ 的测量重复进行了多次以便估计实验准确度（见表 6.4）。对于石英和钢样本测量得到的 $C_R$ 的置信区间覆盖了参考值 $C_R^*$，针对每种特定材料的参考值 $C_R^*$ 是通过其他独立的实验测量得到的[24]。

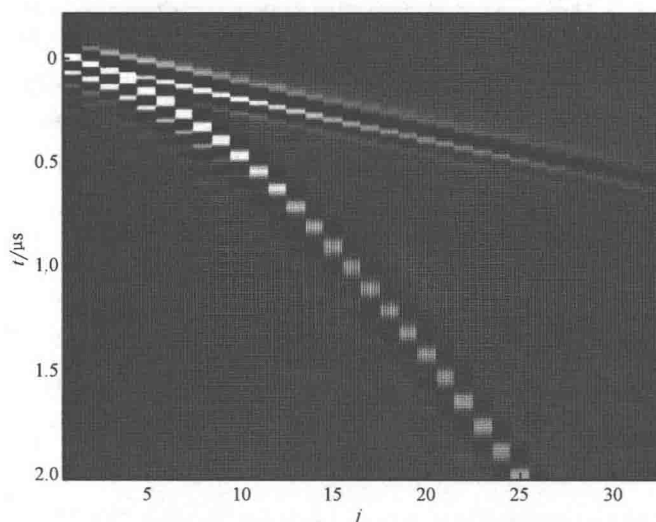



图 6.5 钢样本，阵列倾角 $\theta_0$ 为 22.9°所记录的 $s_j$ ($t$) 数据

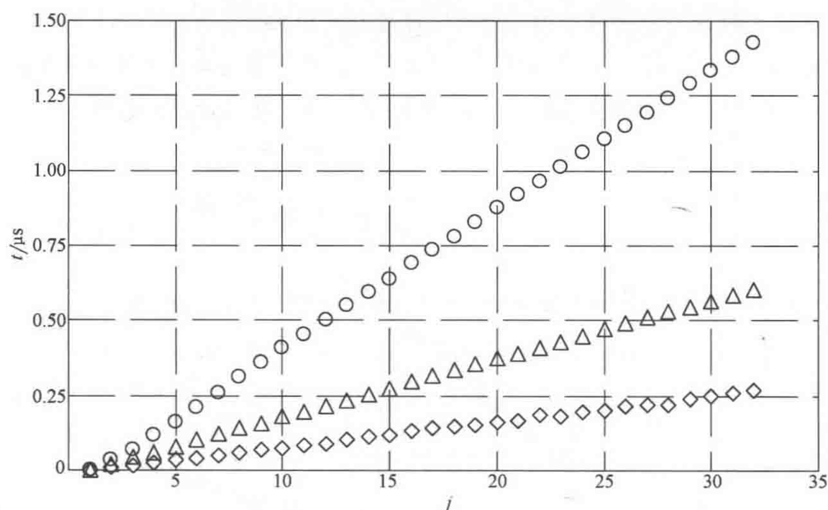



图 6.6 R、L 响应的时间延迟 $t$ 与通道 $j$ 的关系（◇—熔凝石英，△—钢，○—聚苯乙烯）

为了估计漏波的衰减系数，计算漏波响应的谱 $s_j$ ($f$)。图 6.7 显示了对于钢样本，接收阵列若干个阵元信号的幅度谱 $|s_j(f)|$。从图上可以看到，最大幅度所对应的频率随着 $j$ 的增加而降低，这表明宽带漏波频谱成分的衰减在高频端更为强烈。

基于计算的谱，利用式（6.15）可以得到漏波的衰减系数 $\alpha_x(f)$，其中参数 $\alpha(f)$ 通过由式（6.19）所给出的数据 $\mu_j = \log|s_j(f)|$ 对变量 $j$ 做线性拟合进行估计。图 6.8 给出了两种测试材料吸收系数 $\alpha_x(f)$ 的测量结果。对于熔凝石英样本，其频谱的信噪比可

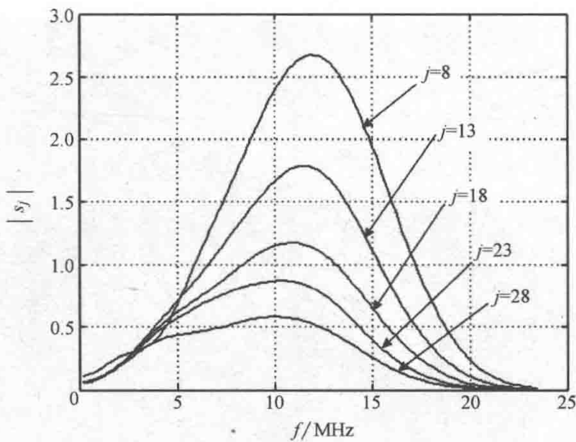



图 6.7 钢样本的漏波幅度谱 $|s_j(f)|$

以保证在大约 3～15MHz 的频率范围内进行 $\alpha_x(f)$ 的测量。该频率范围的下界主要是由系统本身的截止频率所限定的；而上限则是由于漏瑞利波的衰减所导致高频段信噪比的下降程度所决定的。对于钢样本来说，波的衰减显著减少，从而对 $\alpha_x(f)$ 的测量范围可以达到 20MHz。假设函数 $\alpha_x(f)$ 是线性的，则可以通过对实验数据进行拟合得到每种材料的归一化吸收系数 $\gamma=\alpha_x C(2\pi f)^{-1}$，其结果列于表 6.4。这些测量结果与另外发表的其他独立研究工作所获得的吸收系数的参考值 $\gamma^*$[24]之间的偏差处于非常合理的范围。

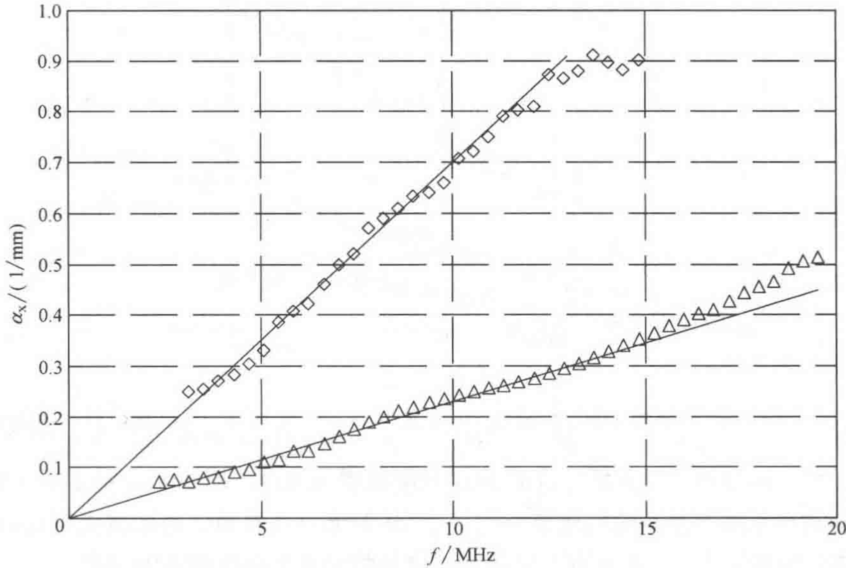



图 6.8 测量得到的漏波衰减系数 $\alpha_x(f)$（◇—熔凝石英，△—钢）

除了漏瑞利波以外，在实验中还观测到了头波（head wave）。图 6.9 显示了对于聚苯乙烯样本所记录的 $s_j(t)$ 数据。对于聚苯乙烯而言，由于其体波的速度比较小[21]，故

在水—样本界面无法产生瑞利波。纵波的临界角 $\theta_L \approx 40°$，其位于实验装置的有效孔径角范围以内，因此头波将会产生 L 响应。纵波响应 L 的极性并不反转，而漏瑞利波的响应 R 则具有 $-\pi$ 的相移[20]。前面所给出的用于瑞利波速度测量的方法同样适用于头波。作为一个实例，图 6.9 描绘了 L 响应时间延迟 $t_j$。关于 $C_L$ 测量的统计处理结果列于表 6.4，该结果与业已发表的数据一致。

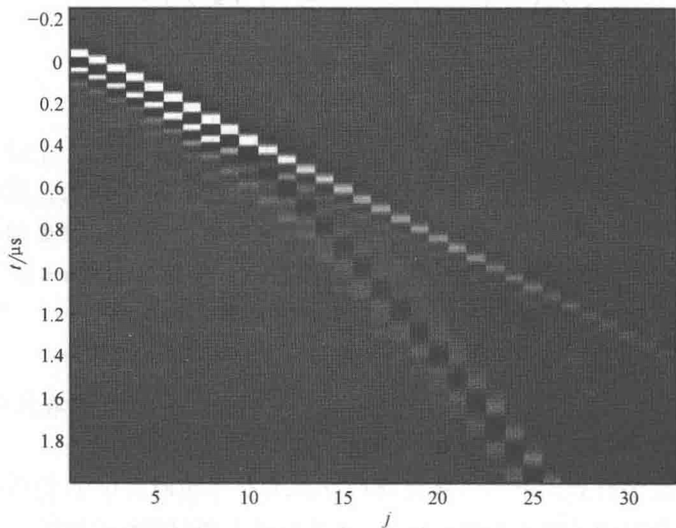



图 6.9　聚苯乙烯样本，阵列倾角 $\theta_0$ 为 22.9°所记录的 $s_j$ $(t)$ 数据

## 6.3　测量体波速度和样本厚度

因为 LSAW 的临界角相对比较大，在 LSAW 测量过程中通常使用倾斜的换能器来激发漏波。而为了向板状固体内部发射声波和接收反射回波，相对于临界角而言，探测声波的角度应该比较小，可以接近界面的法线方向。在这种情况下，有充分的理由让阵列与样本的界面保持平行，而且阵列的阵元可以同时用于发射和接收。

图 6.10 显示了测量系统实验装置的设置以及浸没液体和固体样本中的主要声线。其中 D 代表发射阵元 Tr 所发出然后被液体—样本界面反射最后被阵元 Rs 所接收的声线。此外，还有声线 L 和 T，分别对应于固体中传播的纵波和剪切波，以及混合模式声线 LT。各种超声波的速度以及固体层状样本的厚度均可通过这些波所产生响应的时间延迟得到。根据简单几何关系，直接反射波 D 的传播时间为

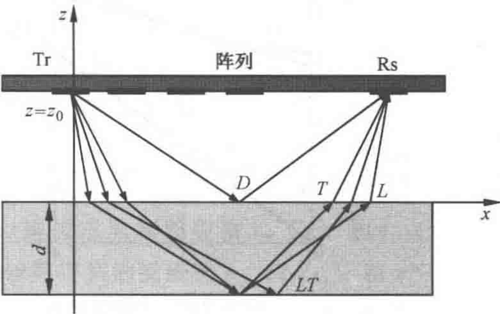



图 6.10　测量体波速度和样本厚度的实验设置

$$t_D(x) = \frac{\sqrt{x^2 + (2z_0)^2}}{C_0} \tag{6.39}$$

式中　$x$——发射与接收换能器之间的距离。

类似地，响应 L 的时间延迟为

$$t_L(x) = \frac{\sqrt{(x-\xi)^2 + (2z_0)^2}}{C_0} + \frac{\sqrt{\xi^2 + (2d)^2}}{C_L} \tag{6.40}$$

式中　$\xi$——波在固体层中沿着 $x$ 轴方向所传播的距离；

$C_L$——该样本中的纵波速度。

一般而言，可以通过将式（6.39）和式（6.40）对测量数据 $t_D$（$x$）和 $t_L$（$x$）进行拟合估计 $d$ 和 $C_L$[25,26]。然而式（6.40）中的 $\xi=\xi$（$x$）是未知的，所以需要基于斯涅尔（Snell）定律引入附加的约束关系。在地震学领域发展了一种更加简明、直观的方法，可以用来处理超声阵列数据[27,28]。该方法引入一个慢度向量 $\boldsymbol{s}=\omega^{-1}\boldsymbol{k}$ 来描述时间延迟，并且将其表述为波沿着样本层方向和垂直方向两部分之和：

$$t_D(x) = s_x x + 2s_{z0}z_0 = s_x x + \tau_0 \tag{6.41}$$

其中，$s_x=\omega^{-1}k_x$，$s_{z0}=\omega^{-1}k_z=\sqrt{s_0^2-s_x^2}$，$s_0=C_0^{-1}$，$\tau_0=2s_{z0}z_0$ 为在液体中的横向传播时间。

这种表达方式的好处在于当波通过两层介质的交界面时慢度 $s_x$ 保持常数不变，因而沿着层面的传播时间依赖于总体距离 $x$，于是响应 L 的时间延迟将等于

$$t_L(x) = s_x x + 2s_{z0}z_0 + 2s_{zL}d = s_x x + \tau_0 + \tau_L \tag{6.42}$$

其中，$s_{zL}=\sqrt{s_L^2-s_x^2}$，$s_L=C_L^{-1}$，$\tau_L=2s_{zL}d$ 是纵波在固体层中的横向传播时间。类似地可

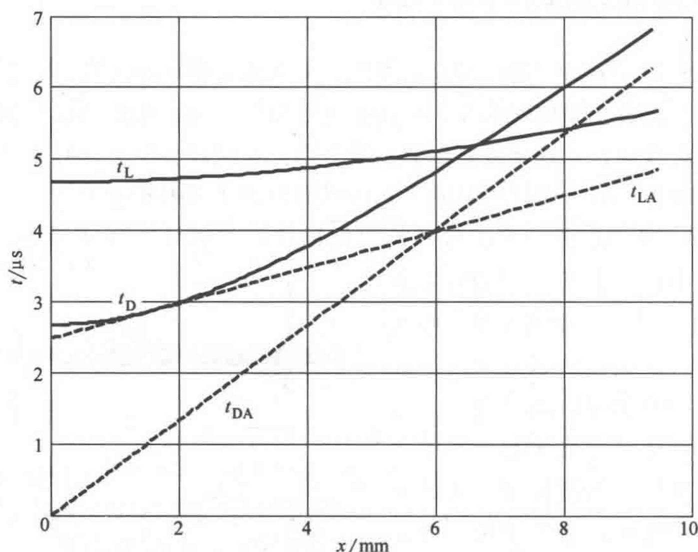



图 6.11　时间延迟 $t_D$（$x$）和 $t_L$（$x$）及其各自的渐近线 $t_{DA}$ 和 $t_{LA}$

以写出对应于剪切波响应 T 和混合模式响应 LT 的表达式。

图 6.11 给出了时间延迟 $t_D(x)$ 和 $t_L(x)$ 的计算结果，参数如下：$z_0 = 2\text{mm}$，$d = 4\text{mm}$，$C_0 = 1485\text{m/s}$，$C_L = 4000\text{m/s}$。对于正入射的情况，$t_L(0)$ 大于 $t_D(0)$，其差值等于波在固体层中的传播时间 $d/C_L$。然而，到某一 $x$ 以后，$t_D(x)$ 将会大于 $t_L(x)$，这是因为在较大的 $x$ 以后波 L 在固体层中的传播速度 $C_L > C_D$。当 $x$ 趋于无限远，响应 D 的延迟 $t_D(x)$ 将趋近渐近线 $t_{DA} = s_0 x$，同时慢度 $s_x$ 趋近于最大值 $s_0$。对于波 L 来说，慢度 $s_x$ 不会超过 $s_L$，否则固体层中的 L 波将成为非均匀的。因此，根据式 (6.42)，渐近线由下式决定：

$$t_{LA}(x) = s_L x + 2z_0\sqrt{s_0^2 - s_L^2} \tag{6.43}$$

作为归一化慢度 $s_x/s_0$ 的函数，浸没液体和固体层中的横向时间延迟 $\tau_0$ 和 $\tau_L$ 的计算结果如图 6.12 所示。其中延迟 $\tau_0$ 存在于全部 $s_x < s_0$ 区间，而延迟 $\tau_L$ 仅存在于 $(0, s_L/s_0)$ 区间。

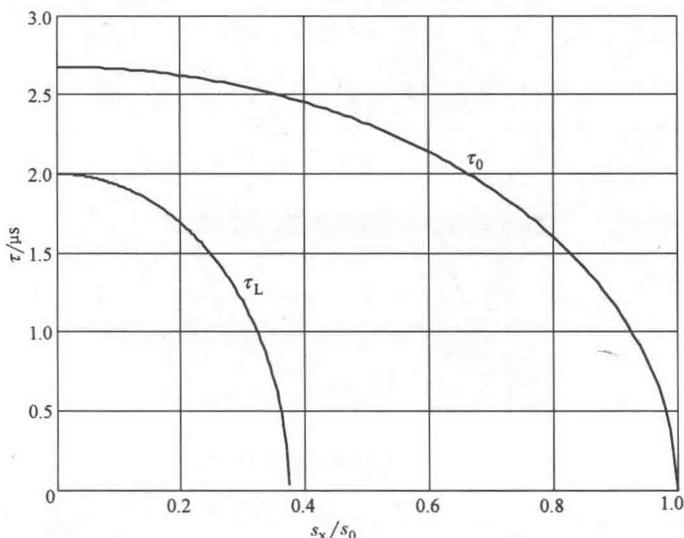



图 6.12　时间延迟 $\tau_0$ 和 $\tau_L$ 的计算结果

时间延迟 $\tau_0$ 和 $(\tau_0 + \tau_L)$ 对 $s_x$ 的导数是由沿着阵列孔径方向的传播距离决定的：

$$\frac{d\tau_0}{ds_x} = -2z_0\frac{s_x}{s_{z0}} = -x, \frac{d(\tau_0 + \tau_L)}{ds_x} = -x \tag{6.44}$$

根据这些重要关系，可以得到时间延迟 $t_D(x)$ 和 $t_L(x)$ 对 $x$ 的导数：

$$\frac{dt_D}{dx} = s_x + \frac{ds_x}{dx}\left(x + \frac{d\tau_0}{ds_x}\right) = s_x, \frac{dt_L}{dx} = s_x \tag{6.45}$$

从而，作为传播距离 $x$ 的函数，参数 $s_x$ 可以通过求取实验数据 $t_D(x)$ 和 $t_L(x)$ 的导数得到。图 6.13 给出了在数值仿真过程中计算得到的反函数 $x_D(s_x/s_0)$ 和 $x_L(s_x/s_0)$。与其对应的代表了以相同的慢度参数 $s_x$ 行进的 D 波和 L 波的声线示于图 6.14。

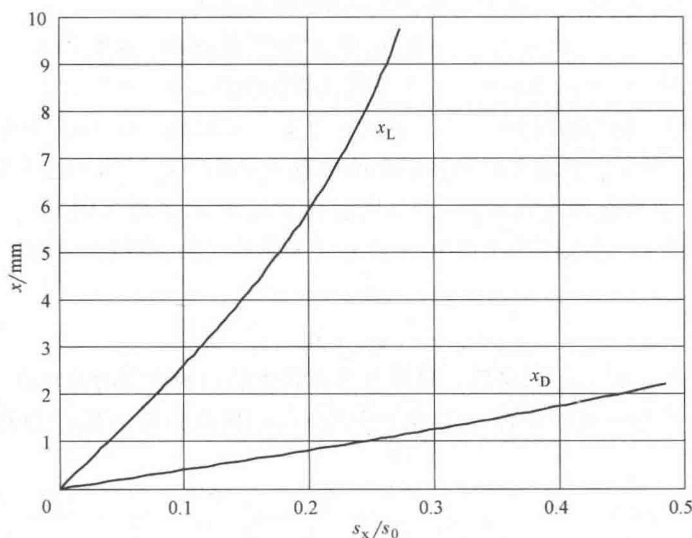



图 6.13 传播距离 $x_D$ 和 $x_L$ 与 $s_x/s_0$ 的函数关系

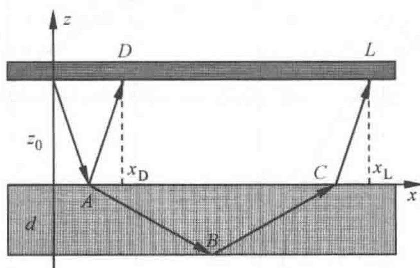



图 6.14 D 波和 L 波的声线

利用所建立的 $x_D$、$x_L$ 与 $s_x$ 之间的关系，测量的数据 $t_D$ ($x$) 和 $t_L$ ($x$) 可以表述为慢度参数 $s_x$ 的函数：

$$t_D(x_D) = s_x x_D + \tau_0 \tag{6.46}$$

$$t_L(x_L) = s_x x_L + \tau_0 + \tau_L \tag{6.47}$$

由于在固体层内部 L 波沿着射线 $ABC$ 传播（见图 6.14），故时间 $t_L[x(s_x)]$大于 $t_D[x(s_x)]$。二者之间的延迟包含了 L 波以慢度 $s_x$ 沿着 $AC = x_L - x_D$ 的行进时间和横向传播时间 $\tau_L$。由此将式（6.47）与式（6.46）相减，可得 $\tau_L$ 与 $s_x$ 的依赖关系 $\tau_L$ ($s_x$)：

$$\tau_L = t_L(x_L) - t_D(x_D) - s_x(x_L - x_D) \tag{6.48}$$

知道了 $\tau_L$ ($s_x$) 就可以估计纵波的速度 $C_L$ 和固体层的厚度 $d$。$\tau_L$ 的平方是 $s_x^2$ 的线性函数：

$$\tau_L^2 = -(2d)^2 s_x^2 + (2d)^2 s_L^2 \tag{6.49}$$

可以用最小二乘法求解该线性回归方程，然后可以很容易地从所估计的线性函数的系数

导出所要的 $d$ 和 $C_L$。特别说明的是，通过类似的关系也可以得到剪切波的传播时间 $\tau_T$ ($s_x$)。对于混合模式，响应 LT 的横向传播时间为 $\tau_{LT}=(\tau_L+\tau_T)/2$，为了确定 $d$ 和 $C_L$（或 $C_T$），需要已知 $C_T$（或 $C_L$）。

在用该方法所进行的测试实验中，采用本章前面所介绍的硬件系统采集数据。调整线列阵与浸没于液体中的样本平行。阵列的所有阵元都被用于发射和接收超声波，从而可以记录一个完整的数据组 $s_{kj}$（$t$），其中 $k$ 和 $j$ 分别代表发射和接收阵元序号。图 6.15 给出了厚度为 $d=3.2\pm0.01$mm 的熔凝石英样本的反射信号。图中显示出来的是数据组 $s_{10j}$（$t$），是利用阵元 $k=10$ 发射，阵列的所有阵元（$1\leqslant j\leqslant 32$）接收所获得的信号。

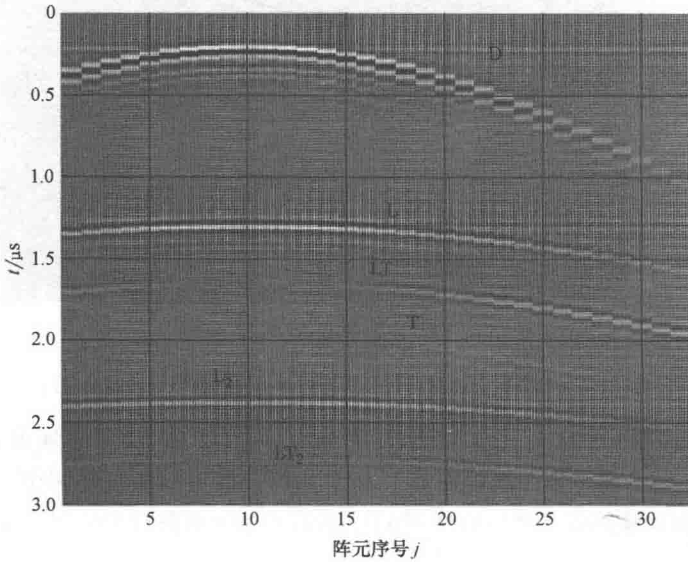



图 6.15 熔凝石英样本的一组反射信号数据 $s_{10j}(t)(k=10)$

直接反射波 D 会产生数个响应波：从样本背面反射的纵波 L 和剪切波 T 以及纵波—剪切波混合模式的响应 LT。此外，图上还显示出了固体层内部双反射所产生的响应波 $L_2$ 和 $LT_2$。按照本章介绍的方法得到样本层的厚度和声速，只需要记录单个阵元发射的部分数据就足够了，这是因为每个信号仅依赖于各自与其对应的发射器和接收器之间的距离：$x=p$（$j-k$）。不过，对全部数据进行处理可以得到下列好处：更高的信噪比；对阵列—样本之间的不完全平行的补偿；对阵元参数不一致的补偿。

为了达到这些目的，首先从完整数据组中选取 32 个信号 $s_{jj}(t)$ 用于确定脉冲回声模式中从样本的前界面反射脉冲的幅度 $a_j$ 和延迟 $\Delta t_j$；然后对每个信号做时间校正和幅度归一化，使得它们的发射器—接收器距离为常数；最后将这些信号求和叠加生成输出数据 $r_m$（$t$）（$-N\leqslant m\leqslant N$）：

$$r_m(t)=\frac{1}{N-|m|}\sum_{j,k=1}^{N}s_{jk}\left(t-\frac{\Delta t_j+\Delta t_k}{2}\right)(a_j\cdot a_k)^{-\frac{1}{2}}\cdot\delta_{(k-j)m} \tag{6.50}$$

这里，当 $k=m$，$\delta_{km}=1$，否则 $\delta_{km}=0$。对于生成 $r_m$（$t$）有贡献的求和项数取决于 $m$。

因此式（6.50）中的系数$(N-|m|)^{-1}$用于对由此所带来的影响进行补偿。上述处理的结果见图6.16，图上描绘了$r_m$（$t$）对$x=pm$的函数关系。很显然，结果具有偶对称性：$r_{-m}$（$t$）$=r_m$（$t$），这是声学互易性原理的自然结果。

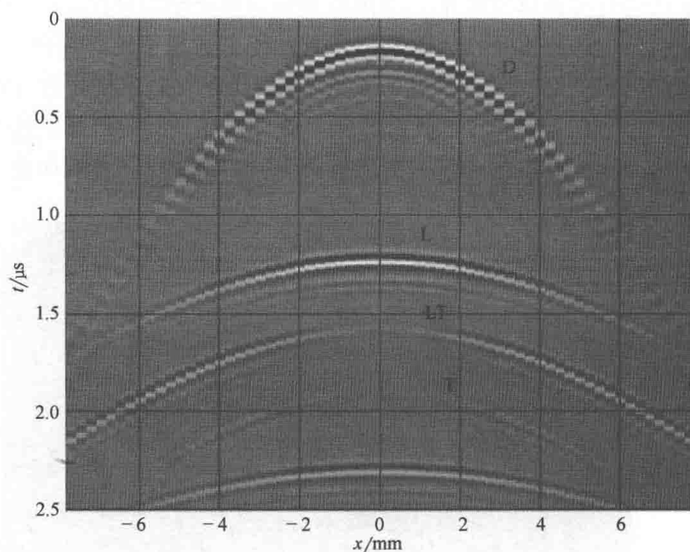



图6.16 $r_m(t)$ 与 $x=pm$ 的函数关系

利用上述处理得到的$r_m$（$t$）数据计算响应D、L、LT和T的延迟$t$（$x$）（见图6.17）。由于L、LT超声脉冲的极性与D和T相反，故分别通过检测D、T的最小值和L、LT的最大值计算延迟。然后应用MATLAB的polyfit函数对实验曲线进行4阶多项式

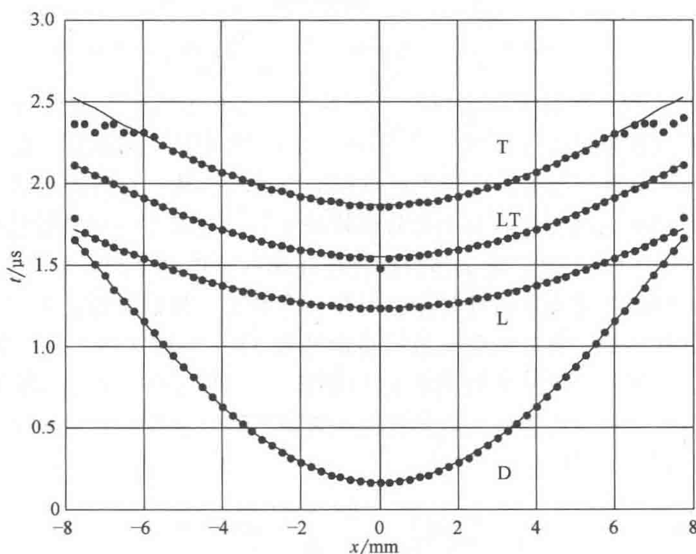



图6.17 测量的（●）和拟合的（实线）延迟$t$（$x$）

拟合。将数据拟合为多项式形式就可以使用符号微分从而避免烦琐的直接有限微分计算。图 6.18 给出了由式（6.45）估计出的结果及其所得到的 $s_x(x)$ 的反函数 $x(s_x)$。

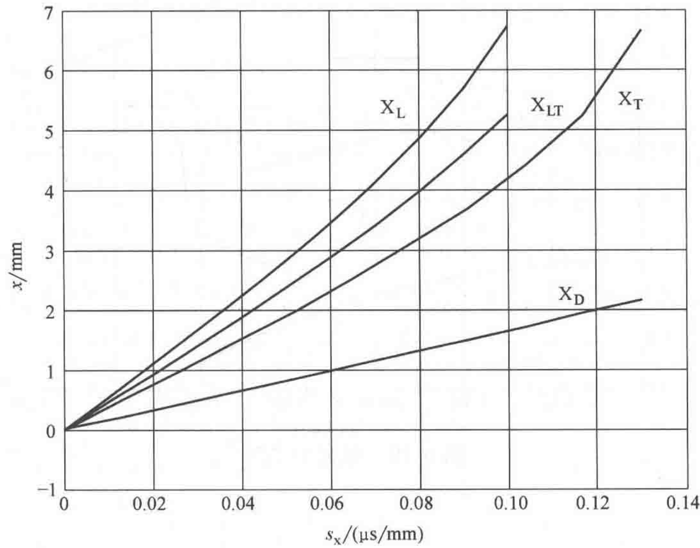



图 6.18　传播距离 $x$（$s_x$）

利用计算出的 $x_D(s_x)$、$x_L(s_x)$、$x_{LT}(s_x)$ 和 $x_T(s_x)$ 函数，就可以根据式（6.48）确定对应的延迟 $\tau$（$s_x$）（见图 6.19）。最后根据式（6.49）可以得到平板的厚度 $d$ 和体波的速度 $C_L$、$C_T$。表 6.5 列出了这些测量值对于 95% 置信区间的统计分析结果。纵波响应 L 具有良好信噪比（见图 6.16）且具有广泛的 $x$ 分布范围，因此用纵波响应所得到的厚度和声速的准确度最高。剪切波 T 响应的幅度小一些，而且 $x$ 分布范围也窄一些，由此可以解释为什么采用响应 T 计算所得的 $d$ 和 $C_T$ 误差较大。此外，还用混合模式响应 LT 估计 $d$ 和 $C_T$。在这些计算中，先要处理来自于同一组数据 $s_{kj}$（$t$）的 L 响应得到声速 $C_L$，将其作为已知量。如果厚度 $d$ 也为已知量，则 $C_T$ 的误差将会更小。表 6.5 所呈现的结果表明，对于熔凝石英材料，测量的声速与业已发布的数据一致，而且通过超声测量的 $d$ 也与直接测量的平板厚度相符。利用这里所介绍的技术和实验装置，厚度测量的相对误差大约为 0.5% ~1%，纵波和剪切波声速测量的误差分别为 0.5% 和 1%。

**表 6.5　厚度和体波速度的测量值和参考值**

| | 厚度 $d$/mm | 声速 $C_L$/(m/s) | 声速 $C_T$/(m/s) |
|---|---|---|---|
| 参考值 | 3.20 ±0.01 | 5970[21] | 3765[21] |
| 响应 L | 3.215 ±0.015 | 5999 ±26 | |
| 响应 T | 3.17 ±0.035 | | 3741 ±37 |
| 响应 LT(已知 $C_L$) | 3.06 ±0.03 | | 3757 ±34 |
| 响应 LT(已知 $d$,$C_L$) | | | 3744 ±18 |

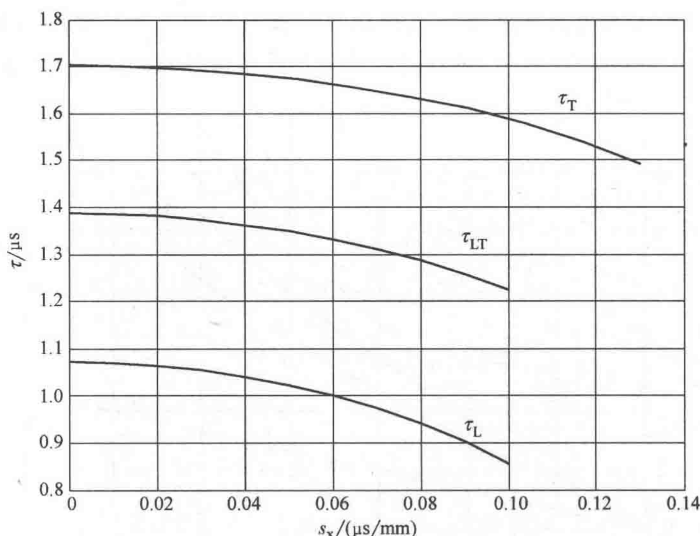



图 6.19 延迟 $\tau(s_x)$

## 6.4 总结

本章讨论了浸于液体中的扁平样本声学参数的一种测量方法。该方法的要点是用一个超声阵列记录样本的反射波并处理所获取的时空数据，进而得到所需要的样本声学参数。研究结果表明，可以采用单元发射换能器和接收阵列组成的一发一收结构测量漏表面波的声速和衰减。这种配置可以有效激发和检测漏表面波。进一步的测量误差分析说明，为了提高信噪比，阵列的倾角应该等于预计的 LSAW 临界角。对于体波声速和平板样本厚度的测量，入射波与反射波的夹角相对较小，因此阵列孔径应该最好与样本表面平行，而且阵列的阵元既用于发射又用于接收。与已有的定量声学显微镜方法相比，该方法不再需要换能器做机械扫描，因而测量所需的时间仅取决于波的传播时间和数据采集电子系统的速度。

## 参考文献

1 Briggs, A. (1992) *Acoustic Microscopy*, Clarendon Press, Oxford, pp. 105–152.
2 Weglein, R.D. and Wilson, R.G. (1978) Characteristic material signature by acoustic microscopy. *Electron. Lett.*, **14**, 352–354.
3 Liang, K.K., Kino, G.S., and Khuri-Yakub, B.T. (1985) Material characterization by the inversion of V(z). *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, **32**, 213–224.
4 Kushibiki, J. and Chubachi, N. (1985) Material characterization by line-focus-beam acoustic microscope. *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, **32**, 189–212.
5 Atalar, A., Koymen, H., Bozkurt, A., and Yaralioglu, G. (1995) Lens geometries for quantitative acoustic microscopy, in *Advances in Acoustic Microscopy*, vol. 1 (ed. A. Briggs), Plenum Press, New York, pp. 117–151.
6 Lee, Y. and Cheng, S. (2001) Measuring lamb wave dispersion curves of a bi-layered plate and its application on

material characterization of coating. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.*, **48**, 830–837.

7 Nadal, M.-H., Lebrun, P., and Gondard, C. (1998) Prediction of the impulse response of materials using a SAM technique in the MHz frequency range with a lensless cylindrical-focused transducer. *Ultrasonics*, **36**, 505–512.

8 Maev, R.G. and Levin, V.M. (1997) Principles of local sound velocity and attenuation measurement using transmission acoustic microscope. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.*, **44** (6), 1224–1231.

9 Hanel, V. and Kleffner, B. (2000) Double focus technique for simultaneous measurement of sound velocity and thickness of thin samples using time-resolved acoustic microscopy, in *Proceedings of the 24th International Symposium on Acoustical Imaging* (eds P. Tortoli and L. Masotti), Kluwer Academic/Plenum, New York, pp. 187–192.

10 Nakaso, N., Ohira, K., Yanaka, M., and Tsukahara, Y. (1994) Measurement of acoustic reflection coefficients by an ultrasonic microspectrometer. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.*, **41**, 494–502.

11 Vines, R.E., Tamura, S., and Wolfe, J.P. (1995) Surface acoustic wave focusing and induced Rayleigh waves. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2729–2732.

12 Every, A.G., Maznev, A.A., and Briggs, G.A.D. (1997) Surface response of a fluid loaded anisotropic solid to an impulsive point source: application to scanning acoustic microscopy. *Phys. Rev. Lett.*, **79** (13), 2478–2481.

13 Hauser, M.R., Weaver, R.L., and Wolfe, J.P. (1992) Internal diffraction of ultrasound in crystals: phonon focusing at long wavelengths. *Phys. Rev. Lett.*, **68** (17), 2604–2607.

14 Pluta, M., Schubert, M., Jahny, J., and Grill, W. (2000) Angular spectrum approach for the computation of group and phase velocity surface of acoustic waves in anisotropic materials. *Ultrasonics*, **38**, 232–236.

15 Titov, S., Maev, R., and Bogatchenkov, A. (2003) Wide-aperture, line-focused ultrasonic material characterization system based on lateral scanning. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.*, **50**, 1046–1056.

16 Lobkis, O.I. and Chimenti, D.E. (1999) Three-dimensional transducer voltage in anisotropic materials characterization. *J. Acoust. Soc. Am.*, **106**, 36–45.

17 Alleyne, D. and Cawley, P. (1991) A two-dimensional Fourier transform method for the measurement of propagating multimode signals. *J. Acoust. Soc. Am.*, **89**, 1159–1168.

18 Mah, M. and Schmitt, D.R. (2001) Near point-source longitudinal and transverse mode ultrasonic arrays for material characterization. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.*, **48** (3), 691–698.

19 Bossy, E., Talmant, M., and Laugier, P. (2002) Effect of bone cortical thickness on velocity measurements using ultrasonic axial transmission: a 2D simulation study. *J. Acoust. Soc. Am.*, **112**, 297–307.

20 Brekhovskikh, L.M. and Godin, O.A. (1990) *Acoustics of Layered Media I*, Springer, Berlin, pp. 98–112.

21 Birks, A.S., Green, R.E., Jr., and McIntire, P. (eds) (1991) *Ultrasonic Testing*, Nondestructive Testing Handbook, 2nd edn, vol. 7. American Society for Nondestructive Testing, Columbus, OH, p. 325, pp. 836–841.

22 Montgomery, D.C. and Runger, G.C. (2003) *Applied Statistics and Probability for Engineers*. 3rd edn, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken.

23 Victorov, I.A. (1967) *Rayleigh and Lamb Waves: Physical Theory and Applications*, Plenum Press, New York.

24 Titov, S.A., Maev, R.G., and Bogatchenkov, A.N. (2006) Measurement of velocity and attenuation of leaky waves using an ultrasonic array. *Ultrasonics*, **44** (2), 182–187.

25 Sousa, A.V.G., Pereira, W.C.A., and Machado, J.C. (2007) An ultrasonic theoretical and experimental approach to determine thickness and wave speed

in layered media. *IEEE Trans. UFFC*, **54** (2), 386–393.

26 Titov, S.A., Maev, R.G., and Bogatchenkov, A.N. (2009) Measuring the acoustic wave velocity and sample thickness using an ultrasonic transducer array. *Tech. Phys. Lett.*, **35**, 1029–1031.

27 Bessonova, E.N., Fishman, V.M., Ryaboi, V.A., and Sitnikova, G.A. (1974) The tau method for inversion of travel times–I. Deep seismic sounding data. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **36**, 377–398.

28 Stoffa, P.L., Buhl, P., Diebold, J.B., and Wenzel, F. (1981) Direct mapping of seismic data to the domain of intercept time and ray parameter–a plane-wave decomposition. *Geophysics*, **46** (3), 255–267.

# 第3部分　前瞻性生物医学应用

# 第7章　厚切片黑色素瘤皮肤组织声学显微镜图像中的反差机理研究

## 7.1　简介

对皮肤组织进行声学成像（如C扫描图像），若组织中包含有癌变的部分，则由于组织内部对声波衰减的不同，在图像上会产生反差的差异。所以，在医学超声应用领域，准确预见换能器的输出幅度可能是非常重要的。为了实现这一目的，建立了一个在脉冲波模式下覆盖25~250MHz频率范围的数学模型。作为该模型的一个组成部分，还开发了一种算法，可以在200~600MHz频率范围利用猝发单频脉冲波模式测定杨氏（Young's）模量。在本章所呈现的研究中，选取了异常皮肤组织（即含有黑色素瘤部分的皮肤组织）作为样本，并与正常皮肤组织进行对比。对于正常组织，测定的杨氏模量和衰减大约分别是2.73MPa和0.22dB/mm；对于异常组织，其结果大约分别为2.80MPa和6.67dB/mm。这项技术可望成为临床诊断工具，并且开启了更为复杂精细分析研究的大门。

### 7.1.1　什么是黑色素瘤

黑色素瘤是起源于黑色素细胞（产生黑色素的细胞）的一种癌肿瘤。它可能主要源于痣（皮肤上的良性胎记瘤），但也可能自行出现在其他有色素的组织，如眼睛或肠道内部。这是比较少见的一种皮肤癌，但在与皮肤癌相关的死亡中却居主导地位（75%）。

皮肤是身体最大的器官。它保护体内其他器官免于受到伤害、感染、过热和来自太阳紫外线的辐射。皮肤主要有两层：表面的一层称为表皮，表皮以下的内层叫作真皮。在表皮深部有一种细胞叫作黑色素细胞，它的作用是制造黑色素，这便是皮肤颜色的来源。当皮肤暴露在阳光之下，黑色素细胞将会制造出更多的黑色素，从而使得皮肤呈现棕褐色或颜色变深。有的时候，黑色素细胞丛生聚集在一起，这就形成了痣（黑色素痣）。

皮肤癌有三种类型：

1）鳞状上皮细胞癌（SCC），开始于鳞状上皮细胞（一种存在于皮肤表面的厚度薄、形状呈扁平的细胞）。

2）基底细胞癌（BCC），开始于基底细胞（一种位于鳞状上皮细胞之下的圆形细胞）。

3）黑色素瘤，开始于黑色素细胞。

黑色素瘤比起鳞状上皮细胞癌和基底细胞癌较为少见（后两种有时称为非黑色素瘤皮肤癌）。黑色素瘤也可以开始于身体其他存在黑色素细胞的部位，如眼睛、口腔或者指甲下面等部位。

黑色素瘤的早期征兆表现为原有痣的形状或颜色发生改变。痣的医学名称是黑色素细胞痣，是一种常见的叫作黑色素细胞的皮肤颜色细胞的良性生长现象。如果它们的颜色或形状变得不规则，则就有恶变为黑色素瘤或恶变前期的嫌疑。由于黑色素瘤对于身体其他组织的强侵袭性，所以为了争取尽可能好的预后，对于黑色素瘤的发现越早越好。如果癌变已经充分进展或者已经转移到其他部位，治疗的成功率微乎其微。

### 7.1.2 如何诊断黑色素瘤

为了及早发现黑色素瘤，建议对于痣给予关注，经常检查其是否发生任何变化，如形状、大小、颜色、发痒、出血等类似征兆。除此之外，对于黑色素瘤的症状和体征，有一个通俗易记的 ABCDE 法：

1）Asymmetrical：不对称。设想将皮肤病灶区域对折起来，则两部分不相吻合。

2）Border：边缘。病灶区域边缘不规则。

3）Colors：颜色。黑色素瘤通常具有多重颜色。

4）Diameter：尺度。大于 6mm 的痣相比较小的痣更容易变成黑色素瘤。

5）Enlarging：变大或进展。原有的痣或皮肤病灶看上去与原来的常态不同，或者大小、形状、颜色发生改变。

因此，如果发现痣具有如下任何特征：出现明显改变、不均匀、尺度大于 6mm、边界或颜色不规则，都应当给予特别关注并进行专业医学检查。

为了确诊黑色素瘤必须进行活组织切片检查。医生将试图尽量切除全部表现为异常生长的组织或痣，这将包括全部肿瘤本身及其周边尚未见肿瘤的组织区域。这种形式的活组织切片检查叫作切除活检（excisional biopsy）。如果医生无法将异常生长的组织全部切除，则将会切取该组织的一个样本。这种形式叫作切取活检（incisional biopsy）。将切取的组织样本置于显微镜下进行检查，以确定是否存在癌细胞，以及如果存在，它们属于何种类型。如果施行了切除活检，医生应该能够通过对样本的检查确定癌细胞进入皮肤的深度有多大。如果样本显示了黑色素瘤的存在，则通常需要进行进一步检测以确定癌细胞生长的程度，然后才能制定特定的治疗方案。

### 7.1.3 活检存在的问题

为了去除疑似黑色素瘤的病灶，切除活检是优选方法。该方法最主要的局限性是取样的偏差问题。通常假设对于组织少部分样本的病理检查能够代表发生于整个器官中的病变进程，但有时会出现偏差，尤其当病变仅局限于一个局部的时候。此外，如果施行

的是切取活检，为了减少取样偏差，要求取得较大体积的组织，而这对于正遭受病痛的患者来说可能不切实际。如果有一种技术能在原位（in situ，无须取出）和更多的区域清晰呈现细胞的细节，便可以比活组织切片检查提供更可靠的信息。

通常使用常规光学显微镜观察来自病人的包含细胞的组织并获取信息。然而，为了用光学显微镜进行观察，事先需要对组织内的细胞进行化学染色和固定。这种染色和/或固定过程往往会对细胞产生影响，从而应用这些技术难以了解治疗和给药的实际效果，因为组织内部发生的变化只有通过活的细胞才能看到。此外，为了制备用于病理诊断的样本至少要花费一周的时间。

机械扫描反射式声学显微镜（SAM）图像的反差机理与常规光学显微镜图像的反差机理是不同的[1]。因为 SAM 不需要针对样本进行染色和/或固定，所以可以直接观察到活细胞的行为[2]，而且样本的准备过程可以大大简化。SAM 不仅可以无损伤地观测样本的表面，而且还可以观测其内部结构。当工作频率接近 1.0GHz 时，分辨率可以达到亚微米[3]。SAM 还可以测量组织的力学特性（如损耗因数和弹性模量等）[4]。因此，高频超声诊断设备能提供皮肤更多样区域（如表皮和真皮）的病理信息，从而做出更准确的病理判断。如果能有效减少取样偏差，就可以更可靠地观察到组织内部活细胞的变化和治疗的实际效果。

### 7.1.4 当前研究的目标

当前所做的研究的目的在于探究是否有可能应用声学显微镜实现在体（in vivo，在活的有机体内）分析体内癌变组织。然而，用超高频 SAM 观察一个较厚的生物组织切片的内部相对比较困难，这些困难源于下面一些原因[4-26]。首先，超声波的衰减与频率的平方成正比，所以，从声透镜发出的高频超声波经由耦合介质（如水）到达生物组织以后，未必能穿透到组织内部所需的聚焦平面。或者即便到达了聚焦平面，经组织反射返回到声透镜的超声波也未必有足够的强度形成声图像。第二，如果选用较低频的超声波，虽然可以对样本内部所需的焦平面成像，但图像的分辨率有可能已经无法满足要求。最重要的是，如果表面不规则或比较粗糙，则表面以下的成像无法达到最优。第三，由于生物组织是声波的透明介质，以至于我们无法应用传统的传播时间法（time-of-flight）。

为了克服上述局限，当前的研究工作包括如下一些方面。首先，用工作于 25 ~ 50MHz 频率范围的声透镜组对癌病变组织的厚切片进行成像，由此可以提供有用的信息和避免超高频系统的某些缺点。较低频率的声透镜组可以提供更好的组织穿透能力和产生更强的反向散射信号。不过，为了在分辨率和穿透力二者之间寻求最理想的折中，关键是确定一个最低频率，在该频率下细胞的成像切实可以用于组织的病理鉴定。然后分析所获得的结果图像，以针对黑色素瘤癌组织寻求对高频扫描声学显微镜进行改进的适用技术。第二，用一个纤薄的盖片覆盖样本以消除表面粗糙的影响。第三，用一个 C 切割蓝宝石基底来优化来自样本的声反射。

在这里，将展示一种方法，它可以用于系统地预见薄、厚切片样本 SAM 声学图像

中的反差，两种样本均来自于相同的黑色素瘤皮肤组织。首先用剪切波偏振透镜来对样本显像[7]。结果表明，不同角度的图像反差没有改变。既然样本是各向同性的，便可以应用角谱法[5]。建立了一个数学模型用来分析换能器输出波形的幅度，这是一个适用于5个分层的模型系统。此外，该方法中的 $V(z)$ 模拟算法可用于定量估计组织中纵波的速度，从而为估算弹性模量提供关键数据。

## 7.2 适用于声学显微镜中声波传播的5层数理模型

图7.1给出了该数理模型的几何关系和坐标系统的示意图。标记为1和2的平面分别代表声透镜的后焦面和前焦面。由于两边的介质不同，故两个焦面与透镜的距离并不对称。3是盖片的表面所在平面。4是盖片与样本前表面的交界面，称为第1界面。5是样本后表面与基底前表面的交界面，称为第2界面。上标“+”或“-”标明声场的行进方向，也即分别代表 $z$ 轴的正方向或反方向。

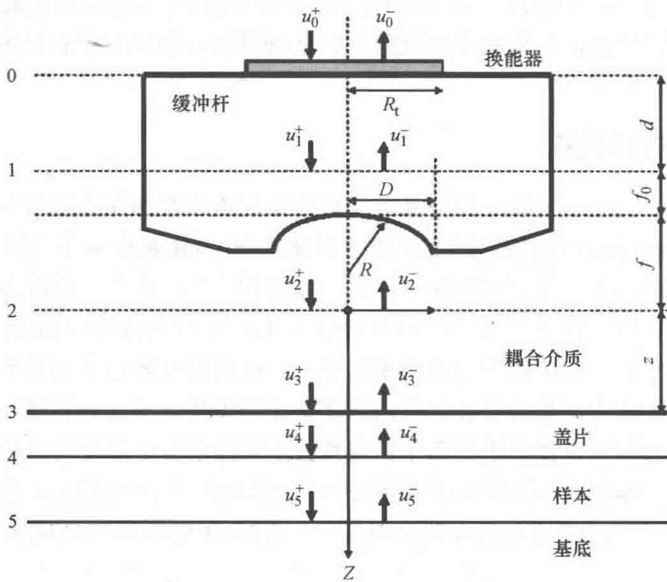



图7.1 数理模型的几何关系和坐标系统示意图

因为将要采用传播时间法，所以将球面声波聚焦于样本和基底之间的界面上，并且通过门控选通由声波转换得到的电信号。而且必须得到换能器的输出信号，它可以表示为

$$V(z) = \iint_{-\infty}^{\infty} u_0^+(x,y)\, u_0^+(x,y)\, \mathrm{d}x\mathrm{d}y \tag{7.1}$$

当换能器的两端加上一个单位的激励电压，它将激发一个均匀声场 $u_0^+(x, y)$。因此，如果已知换能器的特性，就可以确定换能器的输入。而且根据实验测试，换能器的特性

近似为高斯（Gaussian）分布；$u_1^+$（$x$，$y$）是后焦面（平面 1）处的入射声场。换能器平面（平面 0）距离平面 1 的距离为 $d$。如果 $d$ 已知，就可以通过数学手段，即对 $u_0^+$（$x$，$y$）做快速傅里叶（Fourier）变换（FFT）得到 $u_1^+$（$x$，$y$）；$u_1^-$（$x$，$y$）是来自于后焦面的反射声场。

现在，需要依次计算以下每个平面上的声场：

$$u_2^+(x,y) = \frac{e^{ik_0 f(1+\bar{c}^2)}}{i\lambda_0 f}\iint_{-\infty}^{\infty} u_1^+(x,y)P_1(x,y)e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0 f}(x,y)}dxdy$$

$$= \frac{e^{ik_0 f(1+\bar{c}^2)}}{i\lambda_0 f}\mathcal{F}\{u_1^+(x,y)\}\mathcal{P}_1(x,y)\Bigg|_{k_x=\frac{k_0 x}{f},\ k_y=\frac{k_0 y}{f}} \tag{7.2}$$

式中　$k_0 = 2\pi/\lambda_0$——耦合介质（去离子水）中的波数；

$\lambda_0$——其中的波长；

$f$——透镜的焦距；

$\bar{c}$——耦合介质与固体（缓冲杆，常用的材料为熔凝石英等）中的声速之比；

$\mathcal{P}_1$（$x$，$y$）——瞳孔函数，由下式表示：

$$\mathcal{P}_1(x,y) = \mathrm{circ}\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{R}\right) \tag{7.3}$$

式中　$R$——透镜的瞳孔半径。

如果利用角谱表述，则在超过焦平面以后，波的传播很容易计算：

$$U_2^+(k_x,k_y) = \mathcal{F}\{u_2^+(x,y)\}$$

$$= \mathcal{F}\left[\frac{e^{ik_0 f(1+\bar{c}^2)}}{i\lambda_0 f}\mathcal{F}\{u_1^+(x,y)\,\mathcal{P}_1(x,y)\}\Bigg|_{k_x=\frac{k_0 x}{f},\ k_y=\frac{k_0 y}{f}}\right]$$

$$= -i\lambda_0 f e^{ik_0 f(1+\bar{c}^2)}u_1^+\left(-\frac{f}{k_0}k_x, -\frac{f}{k_0}k_y\right)\mathcal{P}_1\left(-\frac{f}{k_0}k_x, -\frac{f}{k_0}k_y\right) \tag{7.4}$$

$$U_3^+(x,y) = U_2^+(x,y)e^{ik_z z} \tag{7.5}$$

$$k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} \tag{7.6}$$

透镜将声波透过盖片和样本聚焦在基底的前表面。这意味着使得来自于第 2 界面的反射信号的幅度最大化，并通过门控选通该信号用于可视成像：

$$U_4^+(x,y) = U_3^+(x,y)\mathcal{T}_1^+\left(\frac{k_x}{k_1},\frac{k_y}{k_1}\right)e^{ik_{z1}L_1} \tag{7.7}$$

$$k_{z1} = \sqrt{k_1^2 - k_x^2 - k_y^2} \tag{7.8}$$

式中　$\mathcal{T}_1^+$——盖片内部的传输函数，其中包含了通过实验得到的衰减因子；

$k_1 = 2\pi/\lambda_1$——盖片中的波数；

$\lambda_1$——盖片中的波长。

$$U_5^+(x,y) = U_4^+(x,y)\mathcal{T}_2^+\left(\frac{k_x}{k_2},\frac{k_y}{k_2}\right)e^{ik_{z2}L_2} \tag{7.9}$$

$$k_{z2} = \sqrt{k_2^2 - k_x^2 - k_y^2} \tag{7.10}$$

式中 $\mathcal{T}_2^+$——样本内部的传输函数[⊖]，其中包含了通过估计得到的衰减因子；

$k_2 = 2\pi/\lambda_2$——样本中的波数；

$\lambda_2$——样本中的波长。

$$U_5^-(x,y) = U_5^+(x,y)\mathcal{R}\left(\frac{k_x}{k_2},\frac{k_y}{k_2}\right) \tag{7.11}$$

$$U_4^-(x,y) = U_5^-(x,y)\mathcal{T}_2^-\left(\frac{k_x}{k_2},\frac{k_y}{k_2}\right)e^{ik_{z2}L_2} \tag{7.12}$$

$$U_3^-(x,y) = U_4^-(x,y)\mathcal{T}_1^-\left(\frac{k_x}{k_1},\frac{k_y}{k_1}\right)e^{ik_{z1}L_1} \tag{7.13}$$

$$U_2^-(x,y) = U_3^-(x,y)e^{ik_zZ} \tag{7.14}$$

$$u_2^-(x,y) = \mathcal{F}^{-1}\{U_2^-(k_x,k_y)\} \tag{7.15}$$

$$\begin{aligned} u_1^-(x,y) &= \frac{e^{ik_0f(1+\bar{c}^2)}}{i\lambda_0 f}\iint_{-\infty}^{\infty} u_2^-(x,y)\,\mathcal{P}_2 e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0 f}(x,y)}\,dxdy \\ &= \frac{e^{ik_0f(1+\bar{c}^2)}}{i\lambda_0 f}\mathcal{P}_2(x,y)\mathcal{F}\{u_1^+(x,y)\}\Bigg|_{\substack{k_x=\frac{k_0x}{f}\\ k_y=\frac{k_0y}{f}}} \\ &= \frac{e^{ik_0f(1+\bar{c}^2)}}{i\lambda_0 f}\mathcal{P}_2(x,y)U_2^-\left(\frac{k_0x}{f},\frac{k_0y}{f}\right) \end{aligned} \tag{7.16}$$

利用式（7.1），可以通过仿真计算预测接收信号的特性。但是，需要输入样本中的纵波参数[⊜]。由于样本被压紧在盖片和基底之间，使得难以进行波速测量，稍后将详细介绍如何获得样本中的纵波速度。

## 7.3 样本准备

图 7.2 显示了样本的准备情况。这是皮肤组织的厚切片样本，样本置于由 C 切割蓝宝石材料制成的基底上面，上部覆盖了一个薄透明有机硅聚合物盖片（厚度为

⊖ 原文误为“$\mathcal{T}_2^+$ 是盖片内部的传输函数”。——译者注

⊜ 原文为“输人样本的纵波”，不恰当。——译者注

粗糙对声成像的影响。盖片还起到阻止样本在水中产生漂浮的作用。透镜与样本之间的耦合腔由耦合介质（去离子水）充满。为了获得更强的声反射，样本被置于由强反射材料（如蓝宝石）制成的基底上面（见表 7.1）。

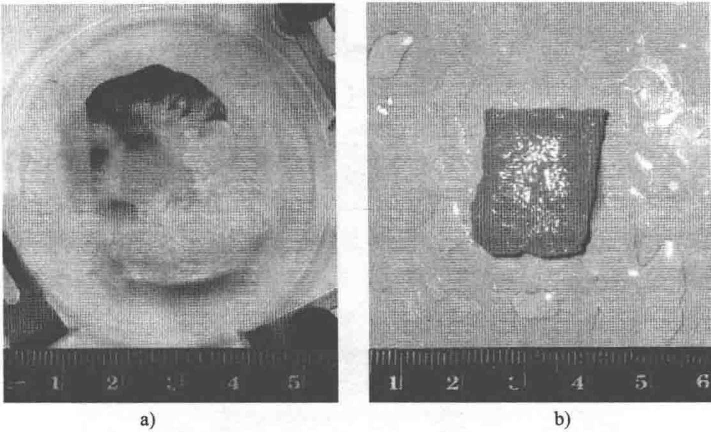


图 7.2　异常和正常皮肤组织的厚切片样本照片（照片用奥林帕斯数码相机拍摄）
a）包含有癌细胞群的黑色素瘤组织的厚切片　b）正常皮肤组织的厚切片

表 7.1　几种材料声阻抗 Z 比较

| 材　料 | $Z/(kg/s \cdot m^2)$ ⊖ |
|---|---|
| 聚苯乙烯 | $2.52 \times 10^6$ |
| 石英玻璃 | $13.0 \times 10^6$ |
| 蓝宝石 | $44.3 \times 10^6$ |

图 7.2b 显示的是正常皮肤组织的厚切片样本。正常组织的颜色和柔软度比较均匀一致。组织厚度为 3.0mm。图 7.2a 显示的是异常皮肤组织的厚切片样本。该异常组织的厚度也为 3.0mm。相对正常组织，异常组织更为坚硬、更为平坦且表面粗糙度比较小。事实上，该组织还包含了黑、白和黄多种颜色。其中黑色的部分已经被诊断为黑色素瘤癌病变。另外，癌变区域比正常部分更加光滑。

## 7.4　数字成像——光学与超声

将黑色素瘤组织的厚切片样本置于蓝宝石基底上面，然后以一个由有机硅聚合物制成的薄透明盖片覆盖，并用一个固定装置向基底方向压紧以避免由于表面粗糙在声学图像中产生假象（见图 7.3）。

### 7.4.1　光学图像

图 7.4a 和图 b 对比了黑色素瘤组织和正常皮肤组织厚切片的光学图像。这些图片

⊖ 原文表 7.1 中声阻抗单位误为 $kg/m^2$，译者做了更正。——译者注

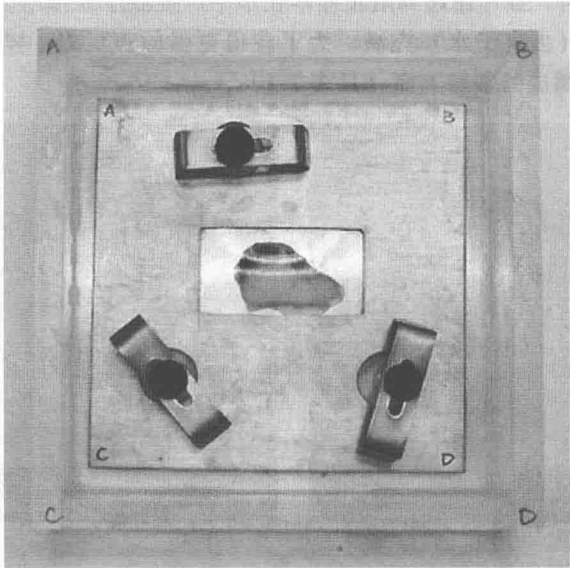



图 7.3 耦合腔中样本的放置

是用立体光学显微镜（奥林帕斯，型号为 SZX16）获得的。对于有一定厚度的组织，光学图像仅能显示其表面信息。黑色素瘤组织的表面存在多样化的反差，这表明该样本存在弹性特性的不连续性。而正常皮肤组织具有一致的反差，意味着样本内部结构具有连续性。

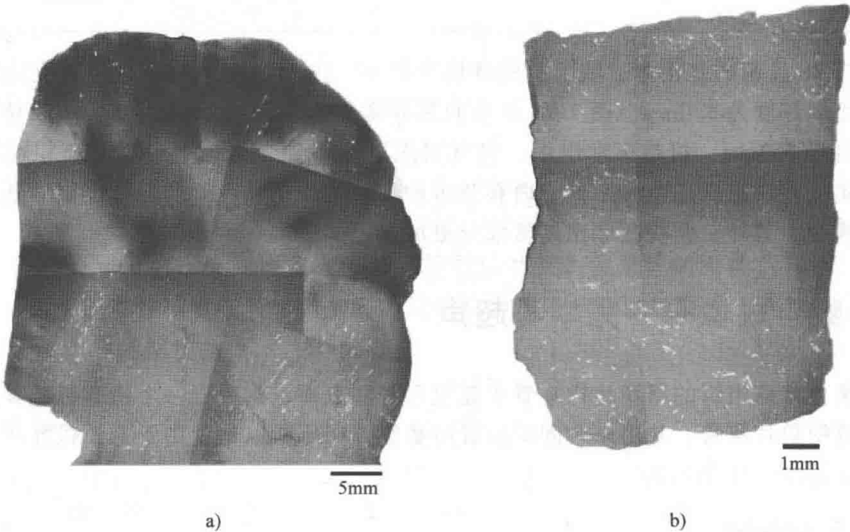



图 7.4 拼接的黑色素瘤组织和正常皮肤组织厚切片（组织厚度为 3.0mm）的光学图像
a）黑色素瘤皮肤组织 b）正常皮肤组织

通过与正常组织的对比，异常组织中显露出的黑色是明显公认的黑色素瘤。异常组织的光学图像显示出癌肿累及的范围大部分在表皮和真皮，以及其中一部分已经扩散到皮下组织并可见于软骨周围，这在图中呈现为黄色区域（图中的左下部），这一区域主要被脂肪包围。在该区域，软骨与临近的含有脂细胞、毛细血管和细小的神经的支撑组织结合在一起。

## 7.4.2　声成像原理（脉冲-回波模式）

图 7.5 所示是脉冲-回波模式 SAM 的原理图。下面介绍脉冲-回波模式的成像机制。

射频（RF）信号源产生一个脉冲波电信号，通过环行器传输到压电换能器（铌酸锂 $LiNbO_3$），换能器位于一个长缓冲杆的顶部，这一系统是为传播时间法而设计的。信号源加在换能器上的电压约 100V。换能器将电信号转换为声信号（平面超声波）。缓冲杆由熔凝石英[⊖]制成。平面超声波在缓冲杆中行进，然后到达位于其底端的一个凹球面结构（以下简称为透镜）。透镜将平面超声波转换为球面超声波（即形成聚焦波束）。

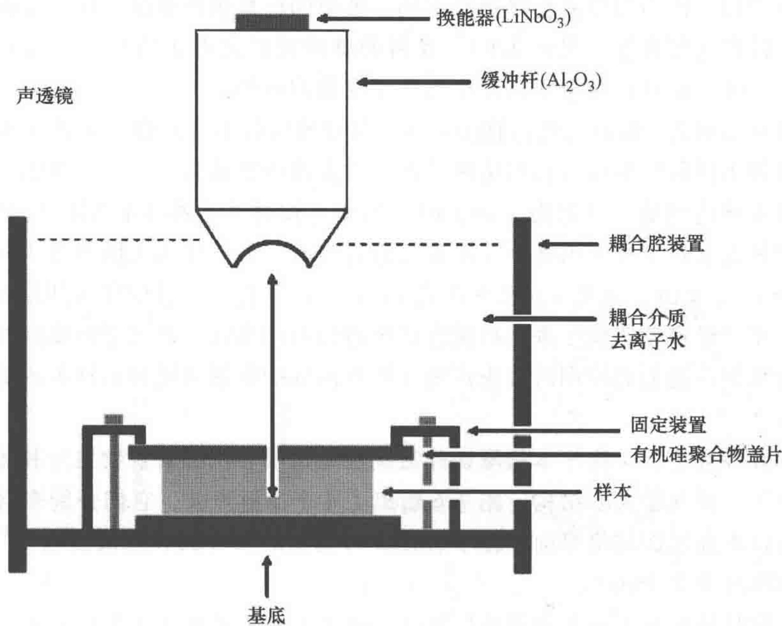



图 7.5　脉冲-回波模式 SAM 的实验装置原理图

样本置于一个 C 切割蓝宝石基底（厚度为 1.78mm）上面，并且浸没于去离子水中。若生物组织具有与水相近的声阻抗，则实际成像中将不会产生由于反射系数不同所呈现的反差差异。换句话说，组织声学图像中的反差来自于当声波在组织内传播时，不

⊖ 图 7.5 中标注缓冲杆的成分为三氧化二铝（$Al_2O_3$），即蓝宝石而非熔凝石英，熔凝石英的主要成分为二氧化硅（$SiO_2$），原书图文不一致。——译者注

同组织结构之间所存在的对声波吸收的差异。因此，将样本放置在具有强反射的材料上面十分必要，如蓝宝石、熔凝石英或其他类似材料，强反射背景材料可以使得反射的超声信号最强。

超声波束聚焦于样本的后表面并在该表面被反射回去，其间需要穿过一个薄透明有机硅聚合物盖片。这一盖片具有很多优点，如良好的电绝缘性、热稳定性、低毒性、不易发生化学反应等，非常适合用于样本制备和其他医学应用。此外，不同于其他一些材料，它能够在长达数月甚至数年保持稳定，对不够精心的处理操作也能耐受。实际使用盖片的厚度为 0.5mm，由 Molecular Probes 生产（Cover Well™，带胶的成像耦合腔垫片）。盖片用一个铝制固定装置进行固定。若样本表面的粗糙度不明显，在成像中可以不必使用盖片。透镜将携带了样本声学信息的反射波束再转换为平面超声波，平面超声波穿过缓冲杆返回到换能器，换能器再将其转换为电信号。

假定由声透镜发出的脉冲波经过耦合介质（去离子水）聚焦于样本的后表面。此外，还假定脉冲波具有足够的强度以穿过样本并被反射回到声透镜。每一个反射的到达时间都是不同的，因为对应的传播距离不同。波形的信息包括幅度、相位或延时等，用示波器可以监视这些信息（见图 7.6）。反射的脉冲波通过电子门控进行选择，结合声透镜的水平扫描，就可以显示不同深度的水平横截面图像。

声透镜可以沿着 $z$ 轴方向进行轴向平移，从而改变样本与透镜之间的距离，从而可以准确调焦到不同的次焦面以获得清晰成像。首先将声透镜聚焦于样本表面，该表面反射信号的幅度将达到最大（记为 $z=0\mu m$）。然后，搜寻来自样本内部的反射信号。当通过机械调焦到来自于样本内部一个次表层的信号时，相对样本表面声透镜向失焦方向移动（记为 $z=-x\mu m$，这里 $x$ 是失焦距离），这一过程直到反射信号达到最大为止。

为了获得二维声学图像，采用机械方式让透镜对样本特定区域进行横向扫描。

选择合适的声透镜必须同时考虑声波在样本内部的穿透深度和从样本内部获取图像的分辨率。

在本实验装置中，生物样本的厚切片被夹在薄透明有机硅聚合物盖片和蓝宝石基底之间，形成了一种三层夹心结构。图 7.6 给出了 4 个反射声波，它们分别来自于盖片表面、盖片与样本前表面的交界面、样本后表面与基底的交界面和基底后表面[⊖]。经测量样本的实际厚度为 2.1mm。

第 1 个信号是来自于盖片表面的反射波。第 2 个信号是来自于盖片后表面与样本前表面之间的第 1 界面的反射波。第 3 个信号是来自于样本后表面与基底前表面之间的第 2 界面的反射波。第 4 个信号是来自于基底后表面的反射波。

为了形成样本内部的声学图像，用一个门控来选出所需的反射信号。从样本回波中选出合适的反射信号是本实验中的一个重要步骤。这一步骤可以通过在沿着 $z$ 轴移动声透镜的过程中观察信号幅度的变化来实现。当声透镜聚焦在样本内部的某个平面上，则来自该平面的信号幅度达到最大。

⊖ 原文只说明了 3 个反射面，译者补充了漏掉的“基底后表面”。——译者注

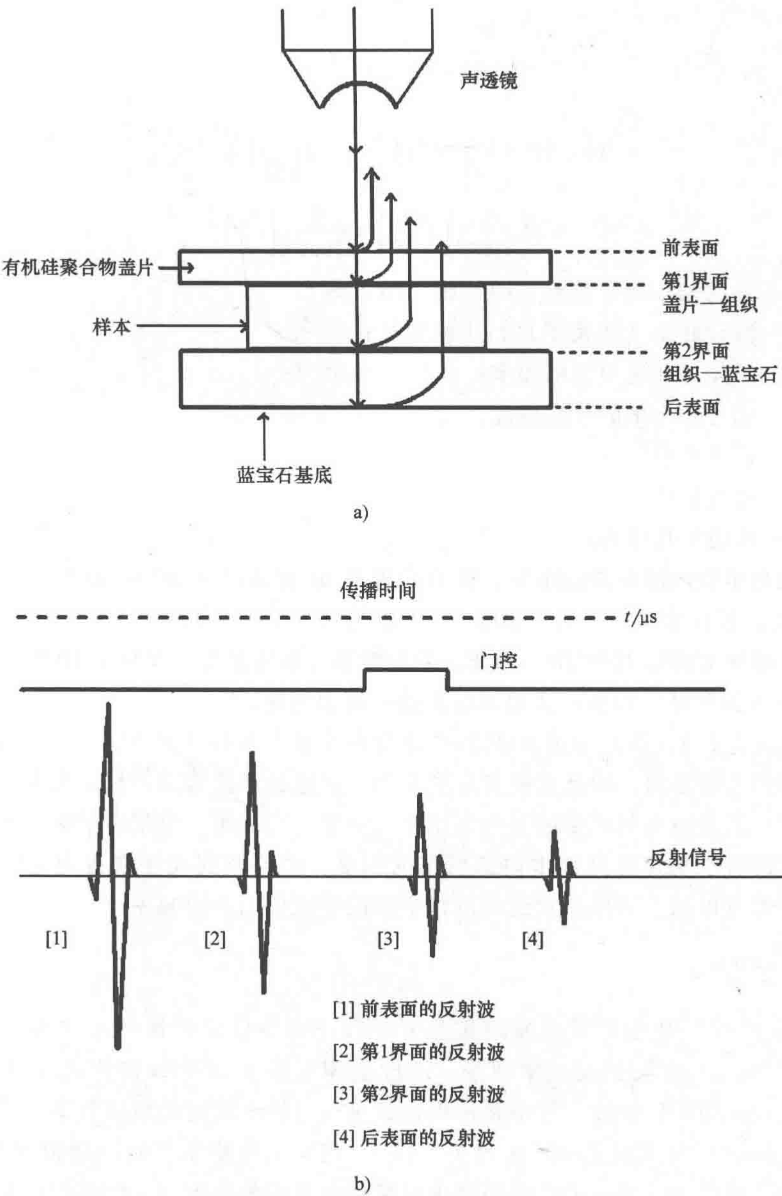



图 7.6　反射声束及其信号示意图

a）来自于系统每个界面的反射声束　b）每个声束对应的信号，图上显示出各反射脉冲波的时间

在本章的研究工作中，通过门控选择第 3 个反射波以实现样本内部的成像。因为样本对于声波是透明的，选择第 1 界面的反射信号无法成像。

### 7.4.3　分辨率

对于 SAM 需要考虑两种分辨率，一个是横向分辨率 $\Delta r$，另一个是纵向分辨率 $\Delta\rho$。

它们分别表述为

$$\Delta r = F\lambda = F\left(\frac{v_w}{f}\right) \tag{7.17}$$

$$\begin{aligned}\Delta\rho &= 2F^2\lambda = (2F^2)\left(\frac{v_w}{f}\right) = 2\left(\frac{f_0}{D}\right)^2\left(\frac{v_w}{f}\right) \\ &= 2\left(\frac{1}{2\tan\theta}\right)^2\left(\frac{v_w}{f}\right) = \frac{1}{2\tan^2\theta}\left(\frac{v_w}{f}\right)\end{aligned} \tag{7.18}$$

式中 $F$——与透镜几何参数有关的常数（即 $F$ 数）；

$\lambda$——耦合介质（去离子水）中的波长；

$f$——换能器产生声波的频率；

$v_w$——耦合介质中的纵波速度；

$f_0$——透镜焦距；

$D$——透镜孔径；

$\theta$——透镜半孔径角。

为了观察组织内部的细胞细节，横向分辨率 $\Delta r$ 起码必须达到细胞的尺度，大约为 10μm。例如，假设水中声速为 1500m/s，$F$ 数为 0.7，则在脉冲—回波模式下可以显现细胞的最低频率大约是 100MHz。因此，若换能器的输出信号频率低于 100MHz，运用常规 C 扫描技术的脉冲—回波模式设备就无法显现出细胞。

根据式（7.17），我们知道 SAM 的图像分辨率取决于超声波的频率、耦合介质中的声速和透镜的几何参数。因此，提高分辨率的一种途径就是增加声波的频率。然而，还意识到超声波的衰减与其频率的平方成正比。于是，当应用一个很高频率的超声波进行探测时，声波将无法穿透到样本内部所需的深度，也可能就无法获得内部的信息。因此，需要了解可以用于对厚切片组织进行生物医学成像的上限频率。

### 7.4.4 声学图像

图 7.7a 和图 7.7b 分别是异常的黑色素瘤和正常皮肤组织厚切片样本（水平横截面，厚度为 3mm）的 C 扫描声学图像，图像是用工作于 50MHz 的声透镜（奥林巴斯 NDT）获得的。50MHz 的输入频率是该声透镜可以向样本发射的最高频率。声束聚焦于样本与基底的交界面（即 $Z = 0$μm 或 $V$（0））。图像的分辨率受到声透镜频率的限制。此时，无法从该厚切片组织的声学图像中诊断黑色素瘤的癌细胞，但图像还是显示出了厚切片组织表面和内部的结构。因为该图像无法揭示厚切片组织的细胞细节，需要选择一款能够工作在 50MHz 或更高频率的声透镜。

此外，样本的声学特性（反射系数、衰减和声速）和表面状态（表面粗糙度和不连续性）都是影响声学图像的因素，因此通过研究分析声学图像来获取样本的声学特性和表面状态也具有极其重要的意义。为此需要进行信号波形分析、FFT 分析和形成 B 扫描图像，并对它们进行深入细致的研究。

SAM 的 B 扫描成像可以形成样本垂直断面的 2D 图像。图 7.8a 和图 b 分别是黑色

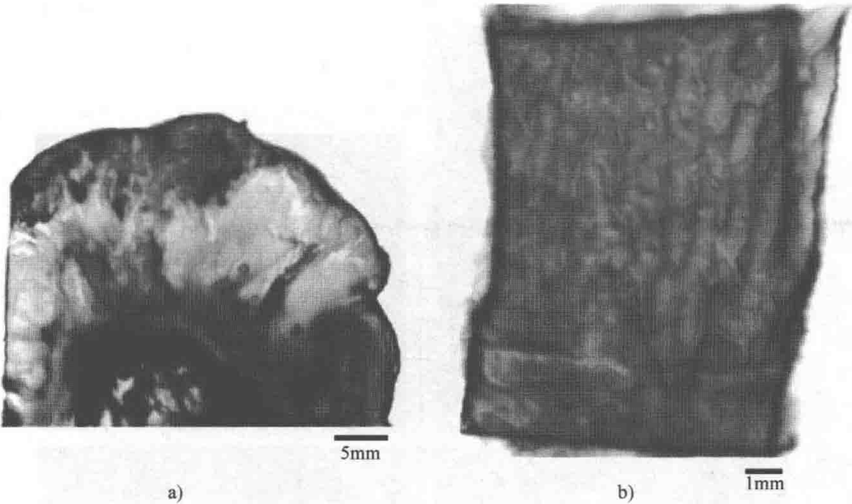
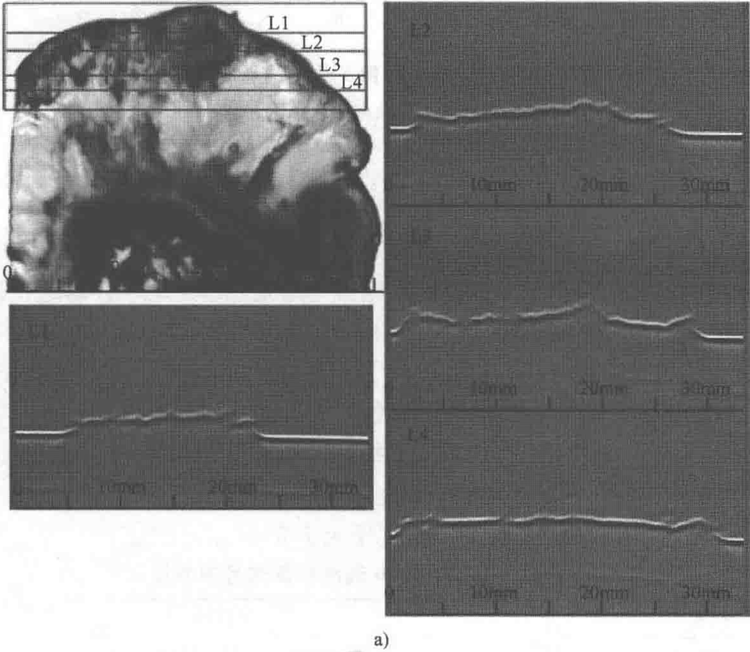



图 7.7　厚切片样本的 C 扫描声学图像

a）黑色素瘤皮肤组织　b）正常皮肤组织。样本厚度为 3mm，工作频率为 50MHz，脉冲—回波模式

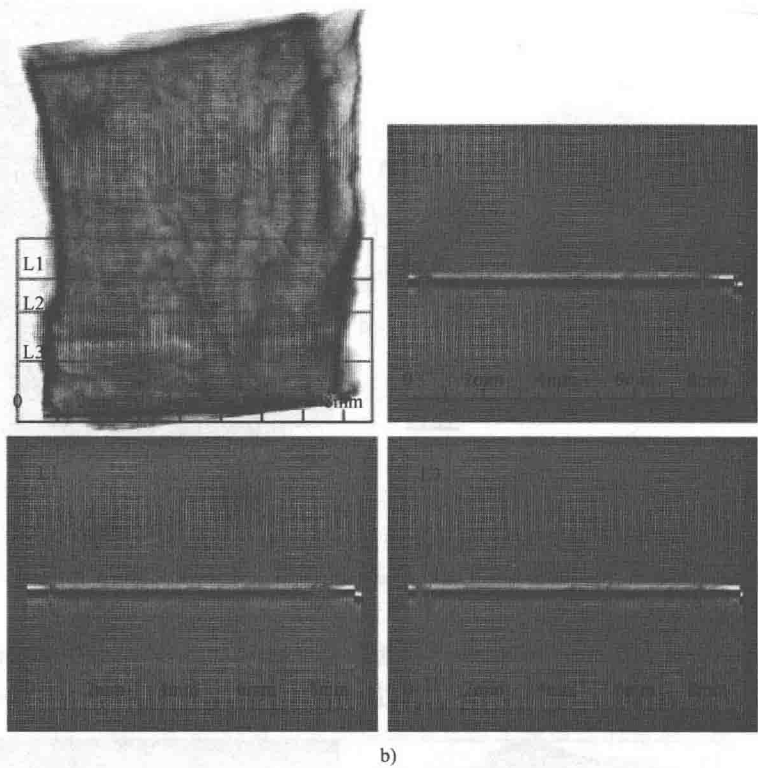
素瘤和正常皮肤组织的 B 扫描图像，分别显示出正常和异常组织的表面情况。从图 7.8a 可以清晰地看到其表面相当粗糙，而正常组织的表面结构则更为均匀一致。




a)

图 7.8　厚切片样本的 B 扫描声学图像，扫描位置通过 C 扫描图像选取

a）黑色素瘤皮肤组织




b)

图 7.8 厚切片样本的 B 扫描声学图像，扫描位置通过 C 扫描图像选取（续）

b）正常皮肤组织。工作频率为 50MHz，脉冲—回波模式

## 7.4.5 波形分析

为了测量不同物质的声学特性，可以采用“插入对比”技术[21]。该技术是一种相对测量方法，它以水作为参考来研究超声纵波穿过处于水中的固体时的传播。因此，这里以经过水介质来自基底的反射波信号为参考基准（见图 7.9）。此时，声波束聚焦于蓝宝石基底，强反射性使得反射信号携带了相对较高的能量，其波形幅度达到 100% 满屏（FSH）。回波幅度所反映的是局部散射强度和衰减因子的共同产物，它们包括了所有方向的散射和吸收。对于生物样本，根据反差的不同选取三个位置（见图 7.10 中的 P1、P2 和 P3）作为测量区域，然后获取这三个点对应的信号（见图 7.10）并对其做傅里叶变换（见图 7.11）[8,9]。各信号幅度列于表 7.2。

**表 7.2 根据图 7.10 选点获取信号的幅度 *A***

| 位置 | 信号幅度 *A* |
| --- | --- |
| P1 | 86% FSH |
| P2 | 53% FSH |
| P3 | 10% FSH |

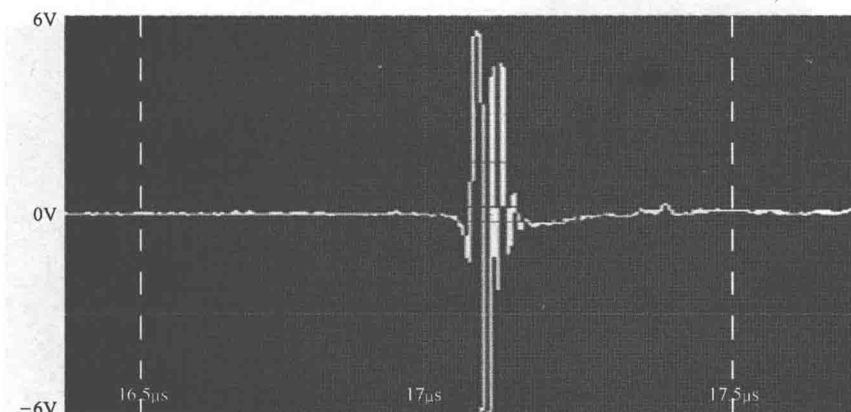



图 7.9　波形分析的参考基准。该基准波形来自于蓝宝石基底通过水的反射波，其幅度为 100% FSH（满屏高度，$12V_{PP}$）

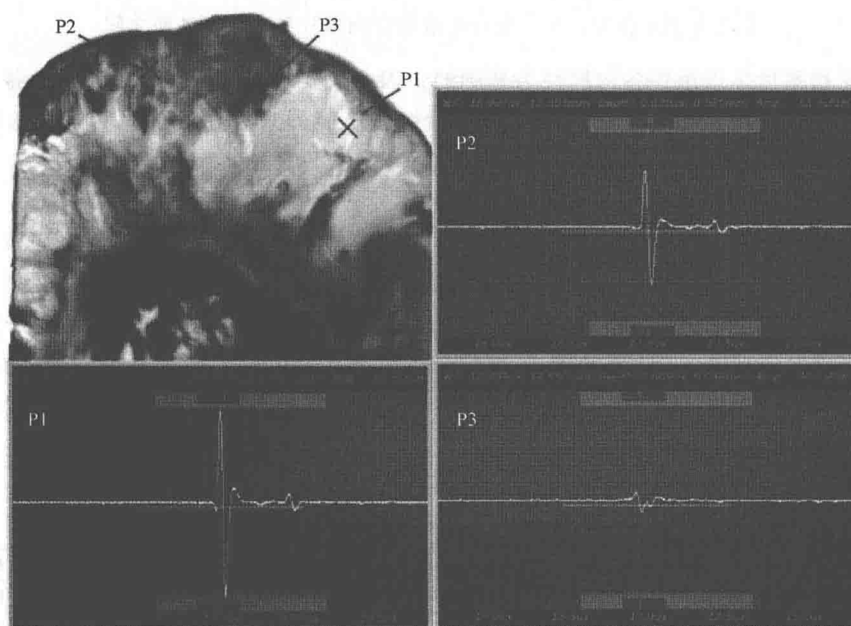



图 7.10　从异常皮肤组织厚切片样本获得的信号波形。该组织包含黑色素瘤癌细胞，被夹在有机硅聚合物盖片和蓝宝石基底之间

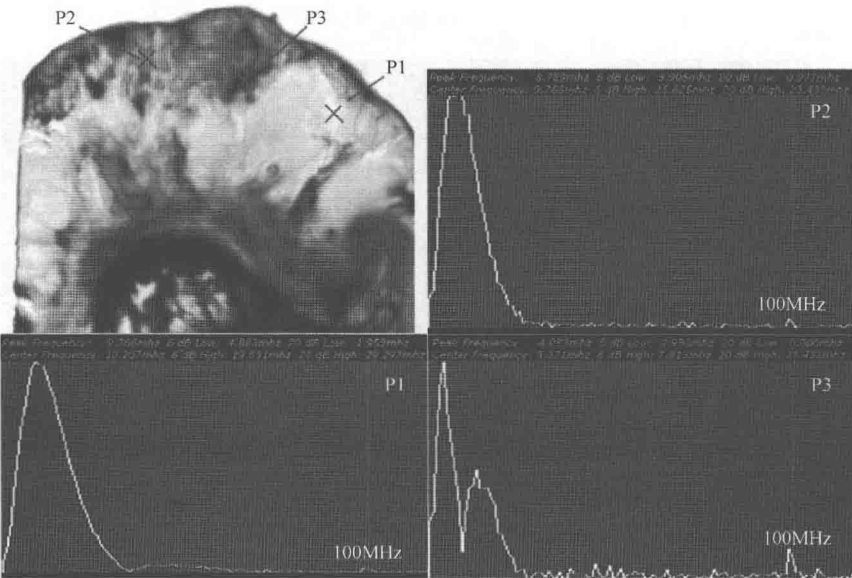



图 7.11 异常皮肤组织厚切片样本信号波形的 FFT。该组织包含黑色素瘤癌细胞，被夹在有机硅聚合物盖片和蓝宝石基底之间

成像和测量是以组织各向同性为基础的，因此需要事先检查样本是否具备各向同性的弹性特性。按照先前描述的方法[7]，用剪切波换能器来观察图像是否存在角度依赖性。若未发现有各向异性的现象，才可以进行下一步测量。

从图 7.11 可以看到，从异常组织厚切片样本返回的声波频率低于 15MHz，这是由于含有癌细胞组织的强衰减造成的。表 7.3 给出了位置、信号幅度、相对衰减以及由信号的傅里叶变换得到的中心频率和由于衰减造成的频率偏移。可以得到的结论是：若应用传播时间法，发射 50MHz 频率的声束不足以形成高分辨率的声学图像。由于皮肤组织对于声波是透明的，所以在组织的表面没有超声波的反射。声学图像中组织的反差主要来自于衰减的差异。强衰减导致明显的信号损失，因此，通过对信号波形幅度进行比较可以看到，位置 P3 的衰减最强而 P1 的衰减最弱（见表 7.3）㊀。

**表 7.3 位置、信号幅度、相对衰减以及由信号的傅里叶变换得到的中心频率和由于衰减造成的频率偏移**

| 位置 | 信号幅度 $A$ | 相对衰减/dB | 中心频率/MHz | 频率偏移/MHz |
|---|---|---|---|---|
| P1 正常区域 | 86% FSH | -1.32 | 12.2 | $\Delta=14.1$ |
| P2 过渡区域 | 53% FSH | -5.52 | 9.77 | $\Delta=16.5$ |
| P3 异常区域 | 10% FSH | -40.0 | 5.37 | $\Delta=20.9$ |
| 参考基准 | 100% FSH | 0 | 26.3 | $\Delta=0$ |

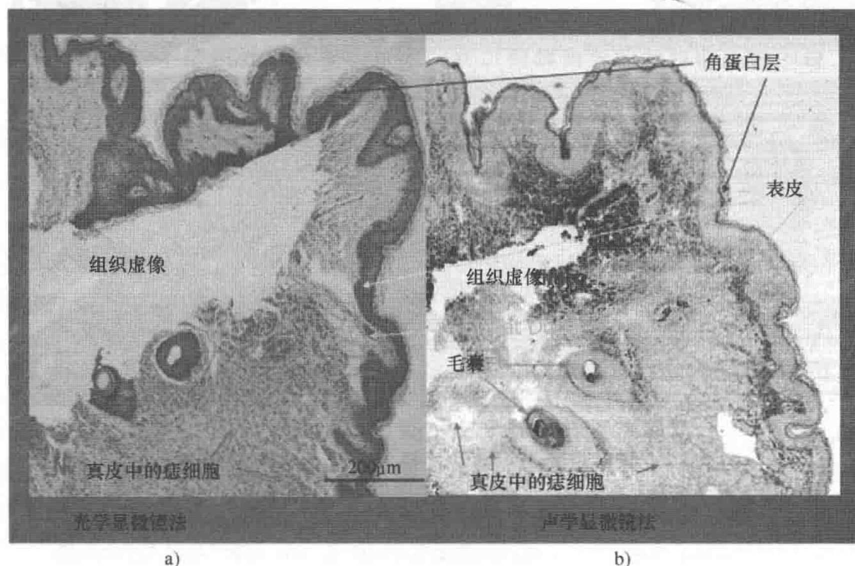
㊀ 原文的描述刚好相反，译者对错误描述做了更正。——译者注

# 7.5 高频声学显微镜

## 7.5.1 正常皮肤组织

下面利用高频声透镜（奥林帕斯，型号为 AL4M631，频率为 400MHz，换能器材料为氧化锌 ZnO，缓冲杆为蓝宝石，孔径角为 120°，工作距离为 310μm）形成声学图像。声透镜聚焦于一个钠钙玻璃基底的表面，从而该声学图像包含了从样本前表面到后表面整个区域的信息。

如前所述，人体皮肤主要分为表皮（最外面角质化的鳞状上皮）和真皮（下部起支撑和营养作用的弹性纤维组织）两层。从图 7.12 中可以看到，两个分层可以清晰辨别。上面呈现浅灰色的一层就是薄的表皮，上面覆盖着疏松的角蛋白。表皮的外表面还算比较光滑、平坦，但表皮的向下折痕则是表皮与较厚的真皮之间结合部的标记。厚的真皮紧邻表皮之下，含有大量细密胶原质、弹性纤维和小血管。黑色素细胞，正如光学显微照片所见，负责合成和释放棕黑色物质，是决定皮肤颜色的重要因素。黑色素细胞位于表皮的基底层且偶尔会扩散到真皮，这时呈现为胞质淡染的深蓝色圆形细胞。皮肤的一些附属物，如汗腺和毛囊均根植于真皮。毛囊的本质是包围了胶原组织的表面上皮细胞呈圆柱形向下生长；汗腺则比较简单，是一些盘绕的管状腺体，通过局部分泌腺的分泌过程将似水一般的液体排向皮肤表面。通过以光学图像作为参考进行比较，毛囊和汗腺在声学图像中都很容易辨别。然而，所有皮肤层的黑色素细胞（痣细胞）和其他细胞的细节在声学图像中的观察效果却很差。




a)　　b)

图 7.12　正常皮肤组织薄切片样本的光学和声学图像比较

a) 4 倍放大率的光学图像　b) 以 400MHz 扫描的声学图像

## 7.5.2 异常皮肤组织

图 7.13 所示的一组显微图像对比了异常皮肤组织的光学和声学图像，相对原尺寸的放大倍率分别为 40 倍、100 倍和 400 倍。因为在上述正常皮肤组织的声学图像中（见图 7.12）不能完全观察到黑色素细胞和其他细胞的细节，所以在获取异常皮肤组织的声学图像时使用了更高的达到 600MHz 的频率。

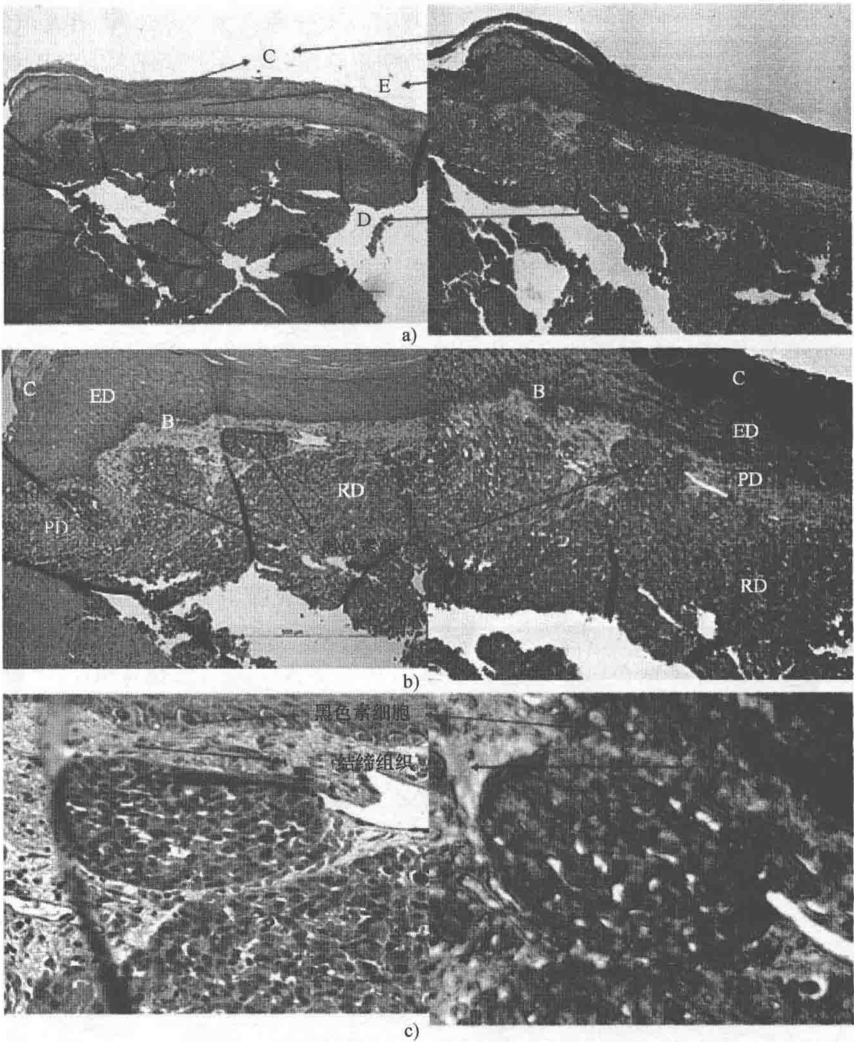



图 7.13 异常皮肤组织薄切片样本的光学和声学图像比较
（左侧为光学图像，右侧为声学图像。声学图像参数：频率为 600MHz，失焦距离 $z=-3.5\mu m$，温度为 21.5°C，扫描区域 $x=0.25mm$）
a）光学图像放大率 40 倍 b）光学图像放大率 100 倍 c）光学图像放大率 400 倍⊖

⊖ 原文放大率的标注顺序正好相反，译者做了更正。——译者注

图 7.13a 显示出了薄皮肤组织的结构概况。无论光学图像还是声学图像，由于反差存在差异，皮肤的各个层次都很容易识别。在声学图像中，角质化层（C）显示为颜色最深的外层，它也称为角质蛋白层，主要由纤维性蛋白和疏松角蛋白组成。这一层之下的外表面就是表皮层（E），可以看到该表面相当光滑、平整。真皮（D）又包括了两层：首先是紧邻表皮的乳头层（PD），包含细密的胶原纤维、弹性纤维和毛细血管；然后是厚网织层（RD），包含粗大致密的胶原纤维和弹力纤维。在具有更大放大率的图 7.13b 中，可以很容易分辨出癌肿瘤。在这一放大率级别的声学图像中，还可以分辨出表皮中的组织基底层（B）。这些细胞在光学图像上显现为表皮底部小而均匀的淡黑色。在放大率最大的图 7.13c 中，显示出癌肿位于表皮之下，被疏松的结缔组织所包绕。在两种图像中，还都可以看到黑色素细胞位于表皮的基底层，呈现为带有细胞质的圆形细胞，偶尔会散布于下面的矮柱状基底细胞之间。

## 7.5.3　声速

图 7.6㊀显示了来自多层结构样本系统的三个层面（即有机硅聚合物盖片、组织和蓝宝石基底）的反射波（即 A 扫描波形）。组织的纵波速度（简记为 $V_{tissue}$）可由下式计算：

$$V_{tissue} = \left(\frac{1}{V_{water}} - \frac{\Delta t}{\Delta x}\right)^{-1} \tag{7.19}$$

式中　$V_{water}$——水中纵波速度；

$\Delta t$——从第 1 界面到第 2 界面的传播时间；

$\Delta x$——组织厚度。

因为在测试过程中组织处于被压紧状态，所以精确测量实际厚度比较困难。但如果去掉盖片就无法看到组织表面的反射信号。利用 $V(z)$ 曲线分析可以更为准确地获得组织中的纵波速度，下面将具体介绍该方法。

从机械扫描反射声学显微镜（SAM）诞生直到现在[12]，除了不断提高声学图像的分辨率，获取定量测量数据一直是一个重要目标。$V(z)$ 曲线正是为了进行定量测量而出现和不断发展完善的技术，并已经在各种材料测量应用中取得了丰富的成果[13-19]。但是将 $V(z)$ 曲线技术用于柔性材料还有些困难。首先，通常柔性材料产生瑞利波的临界角较大，即使采用数值孔径很大（如孔径角达到 120°）的声透镜，也往往无法在样本内产生瑞利波，这意味着无法形成 $V(z)$ 曲线。其次，即使产生了瑞利波，由于柔性材料的衰减比较大，$V(z)$ 曲线也可能没有足够多的振荡周期，于是无法通过 FFT 分析准确测量瑞利波的速度。如果使用具有大数值孔径、长工作距离和低频率（如 10MHz 或更低）的声透镜，则有可能针对柔性材料获得 $V(z)$ 曲线，但在这种情况下，将丧失利用 $V(z)$ 曲线技术实现材料高分辨测量的优势。

㊀ 原文误为“图 7.11”。——译者注

如果将柔性材料处理成薄膜并附着在一个各向同性的基底上面（像蓝宝石、熔凝石英、石英玻璃或其他类似材料），或许会有一种应用 $V(z)$ 曲线技术的简单解决方案。具体而言，首先可以利用分层介质中的超声传播理论获得反射函数[20]，然后再利用该反射函数模拟出附着于基底上的柔性薄膜材料的 $V(z)$ 曲线。在该模拟过程中，柔性材料的纵波速度是唯一估计量。最后通过不断迭代使模拟曲线与由实验获得的 $V(z)$ 曲线相匹配，即可得到柔性材料的实际纵波速度。下面将展示上述方法的分析和实验结果。

## 7.5.4 计算机模拟

### 1. 实验 $V(z)$ 曲线

利用 $V(z)$ 曲线法刻画样本声表面波（SAW）速度的主要过程如图 7.14 所示。图 7.14a 和图 7.14b 分别是对 $V(z)$ 曲线产生贡献的两种主要成分，图 7.14c 所示是 $V(z)$ 曲线。现在对漏声表面波成分运用射线理论，对处于 $-z$ 区域的直接反射成分运用声场理论，假设换能器的完整输出 $V(z)$ 可以近似用以上二者的组合来表示。一旦 $V(z)$ 曲线稳定下来，便从中选取起始的 3~5 个振荡周期。通过 FFT 将 $V(z)$ 曲线变换到频域，从功率谱即可获得 SAW 的速度。

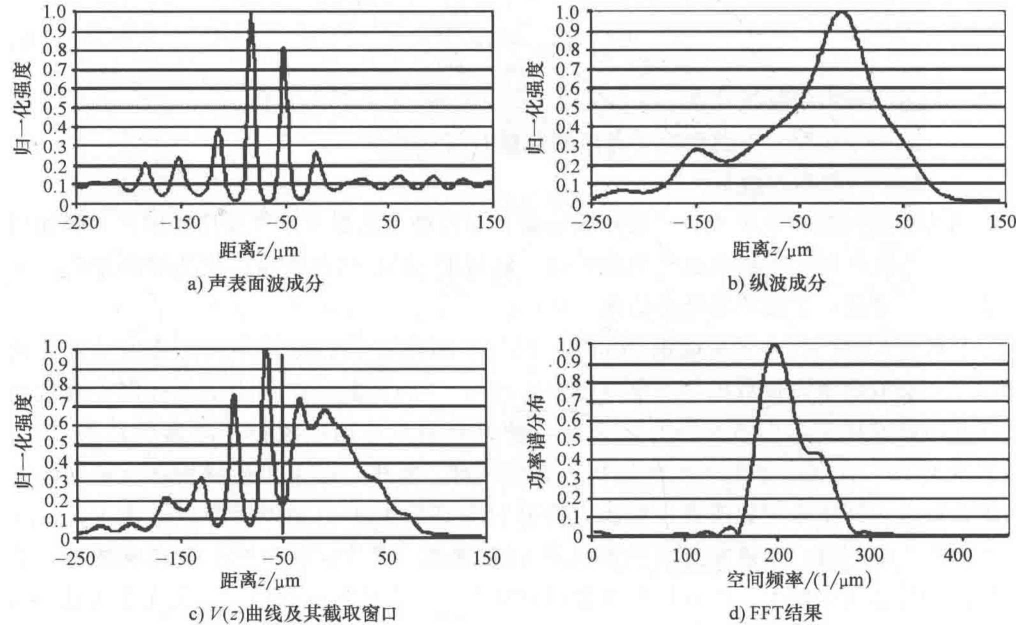



图 7.14 用 FFT 获得 SAW 速度

图 7.15 显示了从置于钠钙玻璃基底上含有黑色素瘤薄切片组织的正常和异常部位获得的原始 $V(z)$ 曲线，图 7.16 所示是对应的 FFT 分析结果。

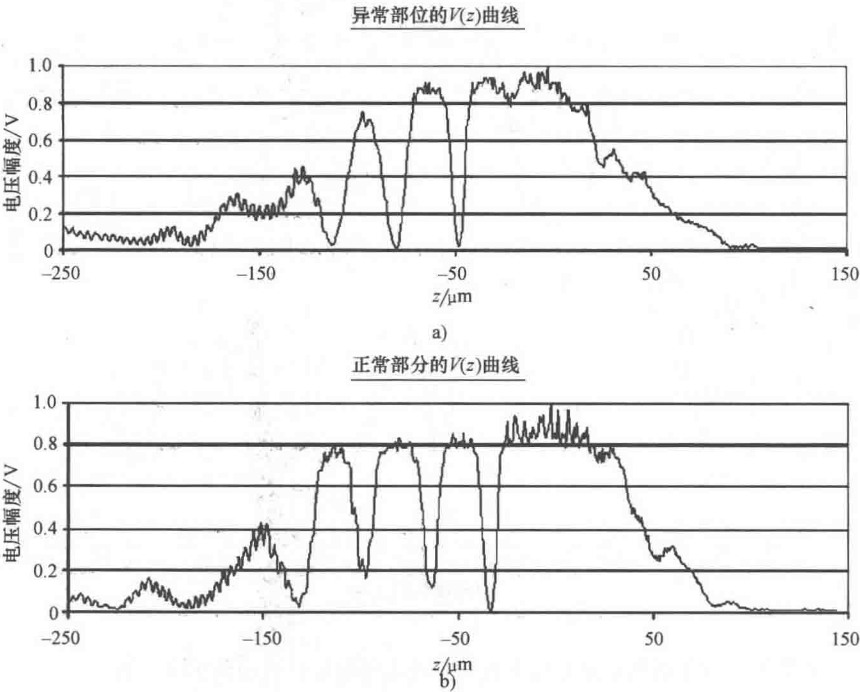



图 7.15　置于钠钙玻璃基底上含有黑色素瘤薄切片组织的 $V(z)$ 曲线

a）异常部位　b）正常部位

（输入频率为 200MHz，样本厚度为 5μm，温度为 21.5℃）

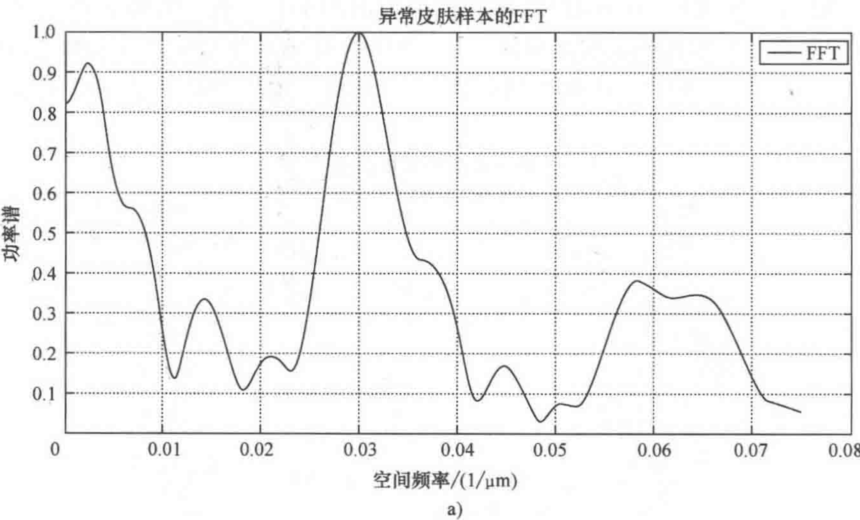



图 7.16　置于钠钙玻璃基底上含有黑色素瘤薄切片组织的 FFT 分析

a）异常部位

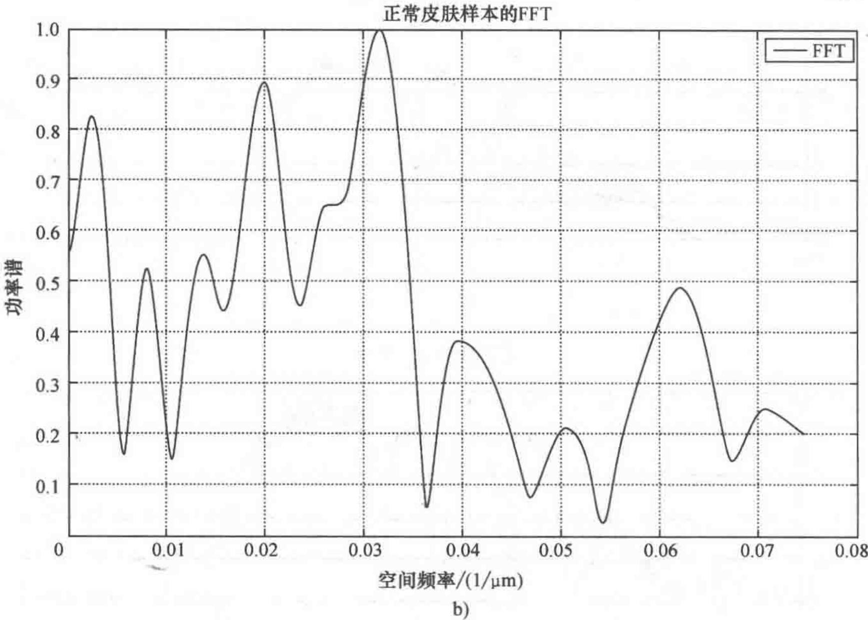



图 7.16 置于钠钙玻璃基底上含有黑色素瘤薄切片组织的 FFT 分析（续）

b）正常部位

（输入频率为 200MHz，样本厚度为 5μm，温度为 21.5℃）

### 2. 理论（模拟）V（z）曲线

遵循所熟悉的获取、测量和解读 V（z）曲线的过程[27-30]，利用计算机参数拟合技术就可以得到纵波速度。V（z）曲线的模拟算法如下：首先，初始化声透镜、样本（生物组织薄切片）和钠钙玻璃基底的参数；然后，计算后焦面处声场参数、透镜的瞳孔函数和反射函数；最后，计算并描绘 V（z）曲线。模拟中运用的声透镜参数列于表 7.4。

表 7.4 声透镜参数

| 参数 | 数值 |
|---|---|
| 名称 | 奥林帕斯声透镜 |
| 型号 | AL2M631 |
| 换能器 | ZnO |
| 缓冲杆 | $Al_2O_3$ |
| 换能器半径 | 383μm |
| 缓冲杆中的纵波速度 | 11175m/s |
| 缓冲杆中的剪切波速度 | 6950m/s |
| 缓冲杆密度 | 3.980g/cm³ |
| 频率 | 200MHz |
| 焦距 | 577.52μm |
| 半孔径角 | 60° |
| 声学 ZL | 6122μm |

表 7.5　生物组织物理参数

| 参数 | 数值 | 参数 | 数值 |
|---|---|---|---|
| 透镜 | AL2M631 | 水中波长 | 7.4400μm |
| 液体 | 去离子水 | 组织中纵波声速 | 1540.00 ~ 1590.00m/s |
| 水温 | 22℃ | 组织密度 | 1.11 ~ 1.19g/cm$^3$ |
| 基底 | 钠钙玻璃 | 组织厚度 | 5.0000μm |
| 透镜半径 | 500.6207μm | | |

水中纵波速度设为 1487m/s。根据已有的研究结果[21]，大多数正常人体组织的声速在相当程度上保持为常数且接近水中声速，而恶性黑色素瘤组织中的声速在 1553 ~ 1588m/s 之间，平均值为 1564m/s。

因此，将正常/异常皮肤组织中的纵波速度范围设定为 1540 ~ 1590m/s。另外，将人体皮肤组织的密度范围设定为 1.11 ~ 1.19 × 10$^3$kg/m$^3$[22]。基底材料选择钠钙玻璃，其中的纵波和剪切波速度分别为 6000m/s 和 3200m/s。表 7.5 总结了用于计算机模拟的生物组织物理参数。

从图 7.16㊀可以看到，根据 FFT 分析，对于异常组织和正常组织与钠钙玻璃组成的复合样本系统，SAW 速度分别为 3248.02m/s 和 3162.90m/s。在模拟过程中改变纵波速度和密度值，直到表面波的速度与实验值充分一致。在密度为 1.15 × 10$^3$kg/m$^3$ 时，对于异常和正常组织样本所得到的纵波速度分别为 1560m/s 和 1540m/s（见图 7.17）。这些数值与从文献中查阅的纵波速度和密度近似相同。

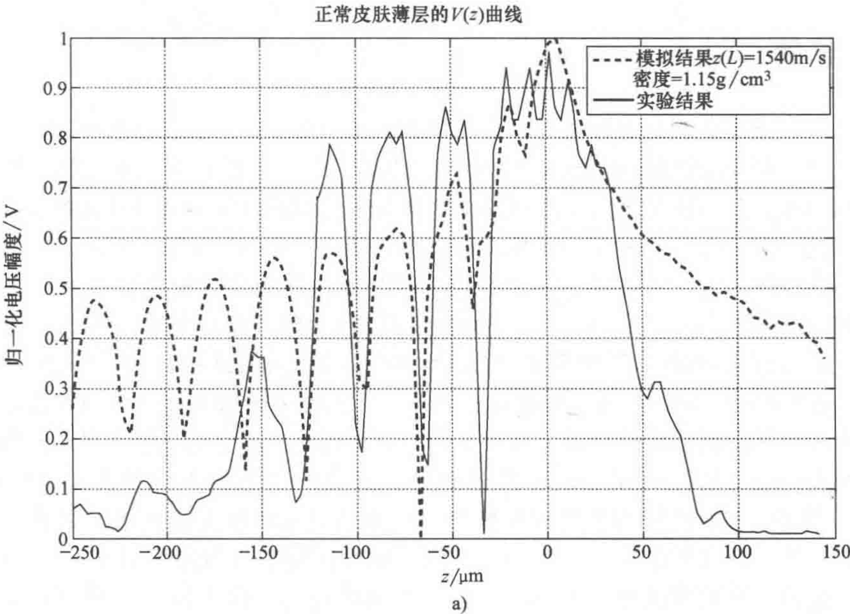
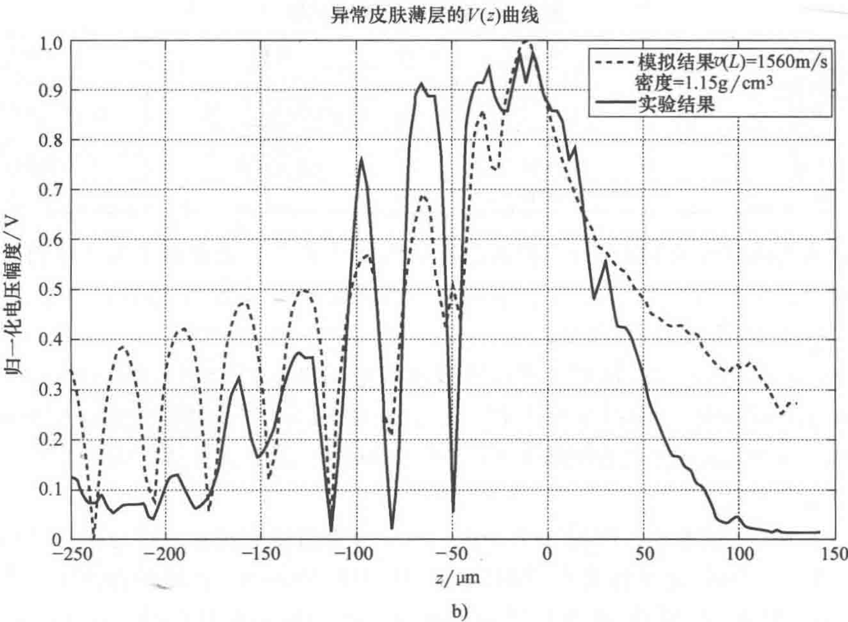



图 7.17　模拟 $V(z)$ 曲线与实验数据匹配结果

a）正常皮肤组织

㊀ 原文误为“图 7.17”。——译者注。




b)

图 7.17 模拟 $V$（$z$）曲线与实验数据匹配结果（续）

b）异常皮肤组织

## 7.6 总结

在这一章展示了利用宽频带声学显微镜进行组织特征数字化成像和计算机模拟的研究成果。在一幅含有癌肿瘤皮肤组织的声学图像（即 C 扫描图像）中，其反差源于组织内衰减的差异，因此预测换能器的输出幅度对于医学超声领域来说非常重要。为此目的，已经建立了一个数学模型，所涉及的频率范围为 25～600MHz。此外，作为该模型的组成部分，还开发了一种算法用来确定杨氏模量。研究中选取异常皮肤组织（即含有癌肿瘤部分）作为样本，并与正常皮肤组织进行比较。对于正常组织，测定的杨氏模量和衰减分别大约是 2.73MPa 和 0.22dB/mm㊀；对于异常组织，其结果分别大约为 2.80MPa 和 6.67dB/mm㊀。这一技术的成果显示了其作为诊断工具的应用前景，同时也为进一步开展复杂精细的分析研究打开了大门。特别地，建立了一个 5 层声波传播系统的数学模型，然后利用该模型获得黑色素瘤皮肤组织的低频声学图像，也就是 10～50MHz 的图像，继而经过 FFT 处理分析得到正常和异常组织中超声衰减的估计。接下来再转向高频，也就是在 200～600MHz 范围，测量正常和异常组织的 $V$（$z$）曲线。利用该模型进行计算机模拟使之与实验 $V$（$z$）曲线匹配，从而可以估计两种情况下的超声声速。于是，通过高频和低频超声显微镜的结合，便可以测量两种重要的声学参数，给出组织声学特性的定量估计。这些结果总括在表 7.6 中。

㊀ 原文此处单位误为 dB · mm。

表 7.6 正常组织和异常的黑色素瘤组织的杨氏模量和衰减近似值

| | 正常组织 | 异常组织 |
|---|---|---|
| 杨氏模量 $E$/MPa | 2.73 | 2.80 |
| 衰减/(dB/mm) | 0.22 | 6.67 |

无论从定性还是从定量的角度，正常组织和异常的黑色素瘤组织都显示出结果上的差异，从而为将该技术应用于医学临床诊断铺平了道路。这项技术不再需要光学成像中几乎必不可少的组织样本染色处理过程。

## 致谢

作者感谢 Yihan Tian 女士对实验提供的协助。

# 参考文献


1 Atalar, A., Quate, C.F., and Wickramasinge, H.K. (1977) Phase imaging in reflection with acoustic microscope. *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 791.

2 Johnston, R.N., Atalar, A., Heiserman, J., Jipson, V., and Quate, C.F. (1979) Acoustic microscopy: resolution of subcellular detail. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **76** (7), 3325–3329.

3 Parmon, W. and Bertoni, H.L. (1979) Ray interpretation of the material signature in the acoustic microscope. *Electron. Lett.*, **15**, 684–686.

4 Lamarque, J.L., Djoukhadar, A., Rodiere, M.J., Attal, J., and Boubals, E. (1981) Acoustic microscopy in the study of breast tissue, in *1981 Ultrasonic Symposium Proceedings* (ed. B.R. McAvoy), IEEE, pp. 565–567.

5 Bennett, S.D. and Ash, E.A. (1981) Differential imaging with the acoustic microscope. *IEEE Trans. Sonic Ultrason.*, **SU-28** (2), 59–64.

6 Kolosov, O.V., Levin, V.M., Maev, R.G., and Senjushkina, T.A. (1987) The use of acoustic microscopy for biological tissue characterization. *Ultrasound Med. Biol.*, **13** (8), 477–483.

7 Tittmann, B.R. and Miyasaka, C. (2011) Visualization of anisotropy of biomedical tissue with an acoustic microscopy lens with a shear wave transducer. Imaging Conference in Malibu, CA; also Tittmann, B.R., Miyasaka, C., Maeva, E., and Maev, R. (2009). Acoustic imaging of isotropic and anisotropic thick tissue. Presented at the 30th International Acoustical Imaging Symposium, March 1–4, 2009, Monterey, CA.

8 Hildebrand, J.A., Rugar, D., Johnston, R.N., and Quate, C.F. (1981) Acoustic microscopy of living cells. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **78** (3), 1656–1660.

9 Chubachi, N., Kushibiki, J., Sannomiya, T., Akashi, N., Tanaka, M., Okawaki, H., and Dunn, F. (1987) Scanning acoustic microscope for quantitative characterization of biological tissues. *Acoust. Imag.*, **16**, 1–9.

10 Maev, R.G. (1988) Scanning acoustic microscopy of polymeric and biological substances. *Tutorial Arch. Acoust.*, **13** (1–2), 13–43.

11 Chandraratna, P.A.N., Awaad, M.I., Chandrasoma, P., and Khan, M. (1995) High frequency ultrasound: determination of the lowest frequency required for cellular imaging and detection of myocardial pathology. *Am. Heart J.*, **129**, 15–19.

12 Daft, C.M.W. and Briggs, G.A.D. (1989) The elastic microstructure of various tissues. *J. Acoust. Soc. Am.*, **85**, 416.

13 Itoh, K., Gosung, G., Jeno, E., Kasashara K., and Zhao, L. (1983) Studies of the relationship between acoustic patterns produced by liver carcinoma in ultrasonography and in scanning acousti microscopy. *Asian Med. J.*, **26** (9), 585–597.

14 Marmor, M., Wickramasinghe, H., and Lemons, R. (1977) Acoustic microscopy of the human retina and pigment epithelium. *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.*, **16** (7), 660–666.

15 D'Astous, F. and Foster, F. (1986) Frequency dependence of ultrasound attenuation and backscatter in breast tissue. *Ultrasound Med. Biol.*, **12** (10), 795–808.

16 Jones, J.P. (1997) Applications of acoustical microscopy in diagnostic medicine. *Int. J. Imag. Syst. Technol.*, **8**, 61–68.

17 Tittmann, B.R., Miyasaka, C., Maestro, A.M., and Mercer, R.R. (2007) Study of cellular adhesion with scanning acoustic microscopy. Special issue on high resolution ultrasonic imaging in industrial, material and biomaterial applications. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **54** (8), 1502–1513.

18 Tittmann, B.R. and Miyasaka, C. (2003) Imaging and quantitative data acquisition of biological cells and soft tissues with scanning acoustic microscopy, in *Science, Technology and Education of Microscopy: An Overview* (ed. A. Mendez-Vilas), Formatex, Badajoz, Spain, pp. 325–344.

19 Kumon, R.E., Bruno, I., Heartwell, B., and Maeva, E. (2004) Breast tissue characterization with high-frequency scanning acoustic microscopy. *J. Acoust. Soc. Am.*, **115**, 2376(A).

20 Maeva, E., Severin, F., Miyasaka, C., Tittmann, B.R., and Maev, R.G. (2009) Acoustic imaging of thick biological tissue. *IEEE Trans. Ferroelectr. Ultrason. Freq. Control*, **56** (7), 1352–1358.

21 Bamber, J.C. (1997) *Acoustical Characterization of Biological Media Encyclopedia of Acoustics*, 4th edn, John Wiley & Sons, Inc., New York.

22 Goodman, J.W. (1968) *Introduction to Fourier Optics*, McGraw Hill, New York, p. 48.

23 Champeney, D.C. (1973) *Fourier Transformations and their Physical Applications*, Academic Press, London, p. 142.

24 Atalar, A. (1978) An angular-spectrum approach to contrast in reflection acoustic microscopy. *J. Appl. Phys.*, **49** (10), 5130–5139.

25 Weglein, R.D. (1979) A model for predicting acoustic materials signatures. *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 179–181.

26 Atalar, A. (1979) A physical model for acoustic signature. *J. Appl. Phys.*, **50** (12), 8237.

27 Kushibiki, J., Horii, K., and Chubachi, N. (1983) Velocity measurement of multiple leaky waves on germanium by line-focus-beam acoustic microscope using FFT. *Electron. Lett.*, **19**, 404–405.

28 Liang, K., Kino, G.S., and Khuri-Yakub, B.T. (1985) Material characterization by the inversion of V(z). *IEEE Trans.*, **32**, 213–224.

29 Endo, T., Sasaki, Y., Yamagishi, T., and Sakai, M. (1992) Determination of sound velocities by high frequency complex V(z) measurement in acoustic microscopy. *Jpn. Appl. Phys.*, **31**, 160–162.

30 Kulik, A., Gremaud, G., and Sathish, S. (1989) Continuous wave reflection scanning acoustic microscope, in *Acoustic Imaging*, vol. 17 (eds H. Shimizu, N. Chubachi, and J. Kushibiki), Plenum Press, New York, pp. 71–78.

# 第8章　病理学新概念——声学显微镜反映的力学特性

## 8.1　简介

早在扫描声学显微镜（SAM）发展进程的初期，其生物医学应用就已经开始了。SAM引入了以成像目标力学特性为基础的一种崭新的反差形式。与其他形式的显微镜对比，如光学、电子和原子力显微镜，SAM具有三个特点。首先，用于组织病理学检查，SAM简便易行，SAM图像所呈现的反差依赖于声学特性（如密度、劲度和衰减）和组织的形态轮廓，因而不需要对样本进行特殊的染色处理。

第二，可以利用通过高频超声显微镜所获得的声学特性评价相对低频的临床超声影像检查中的回声强度和组织纹理。材料的密度 $\rho$ 和其中的声速 $c$ 决定了它的特征声阻抗 $Z$：

$$Z = \rho c$$

假设两种流体介质之间的交界面为无限大平面，且介质为各向同性，则根据每种介质特定的声阻抗可以确定该界面反射声功率的相对值，以分贝形式（dB）表示为

$$\text{相对反射(dB)} = 10\log_{10}\frac{P_r}{P_i} = 10\log_{10}\frac{(Z_a - Z_b)^2}{(Z_a + Z_b)^2}$$

式中　$P_r$——界面反射的声功率；

$P_i$——入射到界面的声功率；

$Z_a$——介质a的声阻抗；

$Z_b$——介质b的声阻抗。

第三，SAM所获取的数据可以作为对组织和细胞进行生物力学评价的基本数据，尤其适用于无法直接进行力学测量的微观对象。对于液体介质，声速和体积弹性模量之间具有最简单的形式：

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$$

式中　$c$——声速；

$K$——体积弹性模量；

$\rho$——密度。

如果生物软组织可以被视为类液体材料，就可以用该式评估其弹性特性。最新的生物力学研究认为组织的力学特性或许并非充分类似于液体，而应该被作为柔性固体材料来看待。而描述固体材料声学关系的表达式为

$$c = \sqrt{\frac{E(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)(1-2\sigma)}}$$

式中 $c$——声速；

$E$——杨氏（Young’s）模量；

$\sigma$——泊松（Poisson）比；

$\rho$——密度。

该式说明组织的杨氏模量与声速密切相关。

有时将柔性材料视为黏弹性材料。尽管过程比较复杂，材料的黏滞特性也可以从声学特性中导出[1]：

$$\alpha = \frac{2f^2\pi^2}{3\rho c^3}\left(\eta_V + \frac{4}{3}\eta_S\right)$$

式中 $\alpha$——吸收系数；

$f$——频率；

$\eta_V$——体积黏滞系数；

$\eta_S$——剪切黏滞系数；

$\rho$㊀——密度；

$c$——声速。

## 8.2 声学显微镜原理

图 8.1 所示是声学显微镜原理性示意图，其中描绘了来自组织表面和组织与基底之间交界面的反射。柔性生物材料附着在一个基底上面。普通的玻璃载片或用于细胞培养的高分子聚合材料器皿都可以用作基底。生物材料切割成适当的厚度以便于将组织表面和组织与基底交界面的反射波分离开来。单层培养细胞也适合于用 SAM 进行观察。

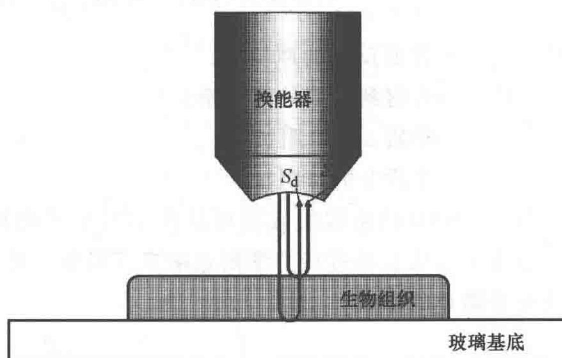



图 8.1 声学显微镜示意图，描绘了来自组织表面和组织与基底之间交界面的反射

入射超声波通过耦合介质聚焦于基底表面。入射的超声波既被生物材料表面反射（$S_s$），也被生物材料与基底之间的界面反射（$S_d$）。换能器所接收到的是这两个反射波的叠加。生物材料的声学特性决定了这两个反射波的干涉结果。决定干涉频率特征的因素是样本的厚度和声速，而决定干涉强度特

㊀ 原文中误为 $\rho_0$。——译者注

征的因素是表面反射的幅度和组织内部超声的传播衰减。对声速进行量化测量的原理正是基于对干涉频率依赖特征的分析。在早期的 SAM 系统中，通过在 100 ~ 200MHz 范围内以 10MHz 为步长做一系列不同频率的测量来获得该频率依赖特征。在新设计的超声显微镜中，则通过对单一宽带脉冲做快速傅里叶（Fourier）变换得到频率依赖特征。

## 8.3 应用于细胞成像

将 SAM 应用于细胞成像在其发展进程的很早期就已经开始了[2]。Johnston 等利用 SAM 分析亚细胞结构[3]，他们可以看到诸如细胞核、核仁、线粒体和固定细胞的肌动蛋白系索等的特征。Hildebrand 等用 SAM 观察活细胞[4]，他们对活跃游动细胞的观察揭示出细胞前部薄膜相比其后部拖尾部分更为稀薄和柔软。

追随斯坦福研究团队的步伐，法兰克福的 Bereiter-Hahn 利用 SAM 进行观察开展了一系列关于活细胞生物力学的重要工作。他提出了组织细胞的形状和运动依赖于细胞内部结构单元之间的相互作用、与基底的附着力和细胞内部流体静压力的假设[5]。他的研究团队还发现细胞的外围部分相比其中心部位具有更高的声阻抗和衰减系数，这一现象暗示其缘于细胞骨架单元结构的差别[6]。Vesely 等开发了一种活细胞 SAM 图像相减的方法（称为 SubSAM），可用于研究细胞形态和弹性的微小变化。SubSAM 开辟了描绘生物体外（in vitro）细胞自动力特征和了解细胞对各种刺激的早期反应的一种途径[7]。他们假设细胞的移动是由于其向着劲度最小方向扩展的结果，这与流体静压力的局部释放为细胞质流动提供驱动力的假设是一致的[8]。

牛津大学的 Briggs 也是声学显微镜的先驱之一。他的团队测量了甚短脉冲的波形，并由此导出了细胞的厚度，进而通过分析分别来自细胞顶部和底部的两个反射信号计算出了声速、声阻抗和衰减[9]。

最近，已经开发出频率达吉赫兹的时间解析超声显微镜用于细胞成像。Weiss 等将鸡心肌细胞的声学图像与同样细胞经染色后的荧光光学图像进行对比，发现在声学图像中肌动蛋白纤维终止于深色条纹内部，因而这意味着灶性接触（FCs）[10]。图 8.2 给出了室温下鸡胚胎心肌细胞的光学和声学图像。声学图像位于焦点处（$z=0$），大小为 $65\mu m \times 65\mu m$，成像的中心频率为 860MHz。他们还定量测量了体内（in vivo）单个海拉（HeLa）细胞声学特性并导出了亚细胞结构的弹性参数。细胞内部的声速为 $1534.5 \pm 33.6$m/s，仅比细胞培养基中 1501m/s 的数值略高[11]。

多伦多的一个团队研究了来自于白血病细胞的反向超声散射用以监测治疗效果。与对照组相比，经治疗以后的反向散射增强了 400%。猜测谱参数的改变与由于细胞凋亡所带来的细胞结构变化有关[12]。该团队对比了海拉（HeLa）细胞的高频超声（10 ~ 60MHz）频谱和 SAM（0.9GHz）图像，确认反向散射的变化机理来自于化疗药物顺铂的作用结果[13]。

我们也应用 SAM 进行了细胞成像。在临床肺移植中冷藏是保持肺脏存活的最现实可行的方法。但快速冷却有可能影响肺脏内皮细胞的功能。将人的肺脏动脉内皮细胞置于 4℃ 温度下 2h，利用免疫细胞化学技术显现微管，用扫描声学显微镜测量超声衰减，

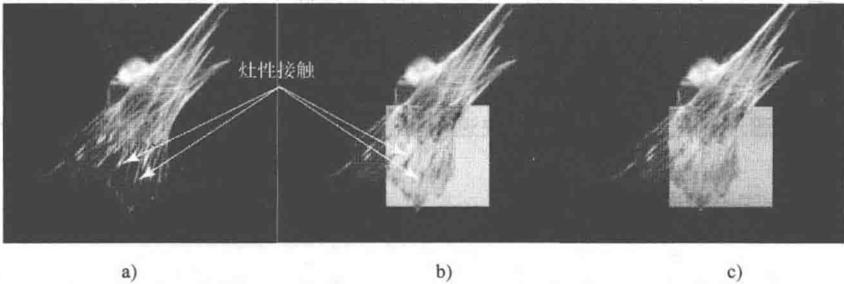



图 8.2 室温下鸡胚胎心肌细胞图像

a）光学图像 b）、c）声学图像

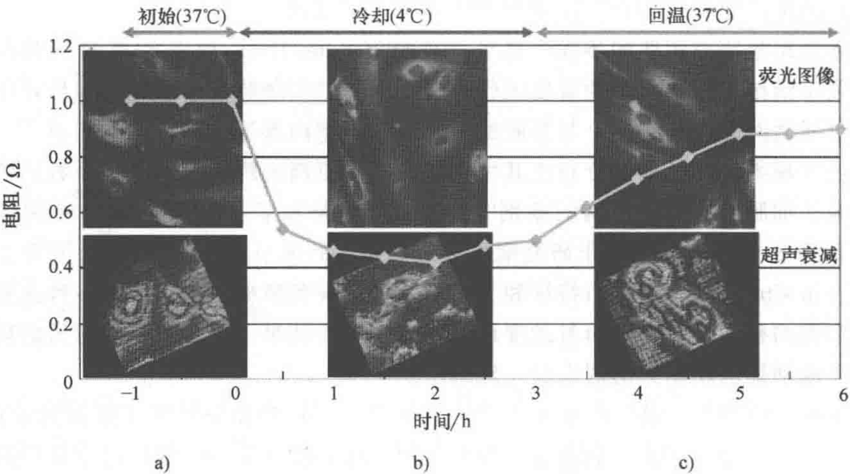



图 8.3 肺脏内皮细胞快速冷却过程中及回温之后的图像

a）超声衰减 b）内皮电阻 c）微管形态

通过跨内皮电阻测量评价内皮边界的完整性。低温导致可逆的微管解体[14]。图 8.3 显示了肺脏内皮细胞在快速冷却过程中及回温之后的超声衰减、内皮电阻和微管形态。

超声强度的二维分布与力学特性密切相关，该图像可用于分析细胞的组织结构，如位于中心的细胞核和周围区域的细胞骨架。在给予 TGF－$\beta$1 刺激以后，肌动蛋白区域的超声强度相比对照样本显著增高[15]。

图 8.4 显示的是用 1.2GHz 的 SAM 得到的培养的肾血管平滑肌细胞的图像。图像中边缘错位的重影表明了细胞厚度的差异。




图 8.4 培养的肾动脉平滑肌细胞的 1.2GHz SAM 图像

## 8.4　应用于硬组织

将 SAM 应用于固体材料需要特殊对待。对于包含有细胞的软组织，超声穿透样本并在组织与基底（如玻璃）之间的界面发生反射。而对于固体材料，超声反射会发生在组织表面，因此将固体材料的表面抛光以确保良好的反射。Peck 和 Briggs 在其 SAM 生物医学应用的早期工作中曾用 SAM 对龋齿成像[16,17]。除了成像，他们还开发了一些 SAM 测量中的定量数据分析方法。其中一种方法叫作 $V$（$z$）曲线分析，由于换能器的散焦，该方法具有逐渐衰减的背景信号。他们将 $V$（$z$）曲线分析用于牙齿珐琅质，发现声速改变是受损部位弹性劲度降低的明确标志[18]。

凯斯西储大学（Case Western Reserve University）的 Katz 和合作者将 SAM 应用于诸如骨骼等硬生物材料。他们开发了一种简单的 20MHz 反射声学显微镜，用来研究矿化组织和植入材料表面声学特性的非均匀性[19]。然后，他们还应用 400 ~ 600MHz 的 SAM 来进行组织弹性的定量测量。他们通过一系列与已知弹性模量材料的 SAM 灰度级相关的校准曲线获得了松质骨和皮质骨的弹性模量。标准样本包括聚丙烯、PMMA（聚甲基丙烯酸甲酯，即有机玻璃）、聚四氟乙烯（特氟隆塑料）、Pyrex 玻璃（一种耐热玻璃）、铝、钛和不锈钢[20, 21]。

巴黎大学（Université Paris VI）的一个团队开发了一种 50MHz 的 SAM 并将其用于软骨的超声组织特征研究。他们发现 Wistar 雄性白鼠关节软骨的声学参数和厚度在动物成熟时有显著变化[22]。与该巴黎团队合作，柏林夏洛蒂医科大学（Universitätsmedizin Berlin）的 Raum 团队应用各种频率的 SAM 研究骨骼特性。他们通过对从相同位置由拉曼微光谱法、50MHz 的 SAM 和纳米压痕法所获得结果的对比，研究了处于次级骨单位各个层次的化学成分和弹性各向异性[23]。他们还用 200MHz 的 SAM 和同步辐射微 CT（SR - microCT）对比评估同一位置鼠股骨的微观结构参数、声阻抗 $Z$ 和骨矿化程度（DMB）[24]。参考文献[25]回顾了两种显微镜，它们均工作于脉冲—回波模式，其中一个是工作频率为 200MHz 的时间解析检测，另一个是工作频率位于 100MHz ~ 2GHz 之间的幅度检测，对比讨论了两种方法针对软骨层次结构的应用潜力和局限。

如果将 SAM 用于肌腱或韧带结合部，在 SAM 测量中需要确定脱钙作用的影响，因为在结合部位存在着包括骨骼在内的矿化组织或矿化纤维软骨。为了评估脱钙是否改变组织的声速，用工作频率范围在 50 ~ 150MHz 的 SAM 测量了 6 只日本白鼠冈上肌肌腱结合部。无脱钙非矿化纤维软骨样本的声速为 1544m/s，而脱钙样本的声速为 1541m/s。另外，在矿化组织中（包括骨骼和矿化纤维软骨），脱钙之后的声速下降 2% ~ 3%。具体数据如下：对于骨骼，无脱钙 1716m/s，脱钙 1677m/s；对于矿化纤维软骨，无脱钙 1648m/s，脱钙 1604m/s。不管怎样，没有发现脱钙和未脱钙样本之间存在显著差异：非矿化纤维软骨 $p = 0.84$，矿化纤维软骨 $p = 0.35$，骨骼 $p = 0.28$[26]。

## 8.5 应用于软组织

如前所述，软组织应该被切成薄片以便超声波能穿过组织并在组织与基底之间的界面反射。根据经验，对于100MHz的SAM，从信号幅度和图像质量的角度来看，10μm左右的样本厚度比较适宜。如果样本中的声速为1500m/s，100MHz超声的波长大约为15μm，因此无法用传播时间法测量如此薄的样本厚度。我们的研究团队提出了一种利用样本表面和底部反射波之间的干涉计算薄切片组织厚度和声速的特殊方法[27,28]。

### 8.5.1 胃癌

按照病理发现来划分，将胃癌[27]组织分为5组：乳突状腺癌、良好分化管状腺癌、中等分化管状腺癌、不良分化管状腺癌和印戒细胞癌。图8.5所示是乳突状腺癌光学和声学图像的示例。图8.6所示的柱状图给出了正常黏膜和5类癌组织的声速。

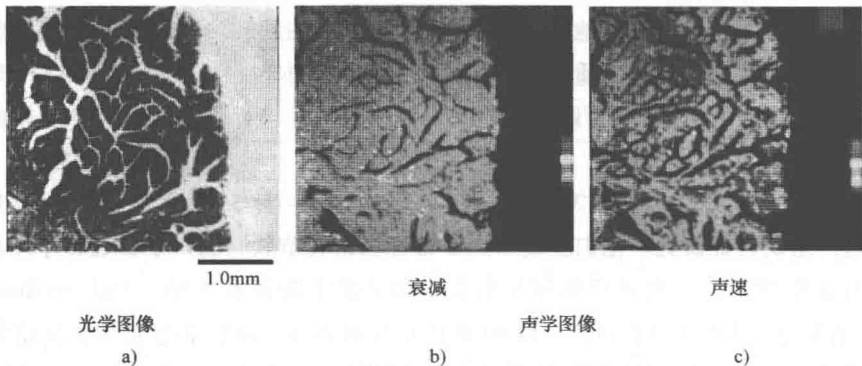



图8.5 乳突状腺癌的图像

a）光学图像 b）声衰减图像 c）声速图像

在三种管状腺癌中声速值随着细胞分化程度的进展而依次增大。由于可以将生物软组织的密度近似为常数，声速的增加就可以解释为管状腺癌组织随着组织分化程度的进展而在声学意义上变得更为坚硬。电子显微镜显示出在不良分化的管状腺癌组织中，那些存在于细胞与细胞之间的细胞桥粒的数量显著减少。良好分化的管状腺癌标本则与正常黏膜组织几乎拥有相同数量的细胞桥粒。这一数量增加的趋势被认为是细胞之间相互附着连接更为紧密的结果。在印戒细胞癌中，不论衰减系数还是声速都显著低于腺癌中的数值。印戒细胞癌组织细胞内的成分是过碘酸Schiff反应，即PAS反应阳性的基质。声衰减和声速的降低可能是缘于肿瘤组织细胞内的化学成分。基于胃癌肿瘤的这些数据清晰表明，可以通过SAM系统测量病理学的声学参数来对癌组织进行分类。

### 8.5.2 心肌梗死

自从20世纪60年代早期日本东北大学（Tohoku University）开发出心脏B超以

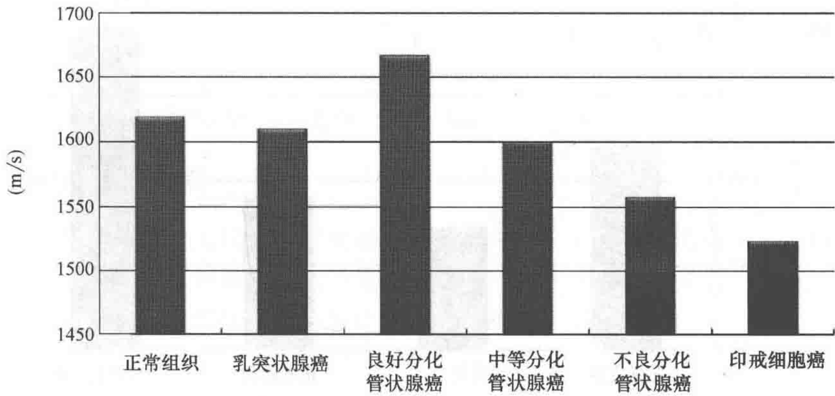



图 8.6　正常黏膜和 5 类癌组织的声速柱状图

来[29]，人们用各种方法研究心肌强回波的产生。其中“灵敏度变化方法”被用于心肌回波强度的半定量化分析。在该方法中，将组织的相对回波强度与左心室的回波（定义为零点）和心包的回波（定义为最强点）进行比较。将心肌回波强度与肥厚型心肌病的组织病理进行对比，研究表明强回波部分与胶原纤维分布之间存在关联[30]。但也有一些研究报告指出胶原成分与心肌回波幅度只有微弱相关[31]。

以上分歧可能是由光学生物组织学和声学特性的不同引起的。于是，人们利用声学显微镜在微观尺度级别测量组织的声学特性。用声学显微镜测量正常的和心肌梗死的组织单元的声学特性，通过声学参数评估两种情况下的体积弹性模量。共观察了 4 种成分：正常心肌、退化心肌、肉芽组织和纤维化心肌。图 8.7 所示是心肌梗死组织的图像。在该图像中纤维化病灶显示出强衰减。正常心肌、退化心肌和纤维化心肌中的声速分别为 1620m/s、1572m/s 和 1690m/s（见图 8.8）。

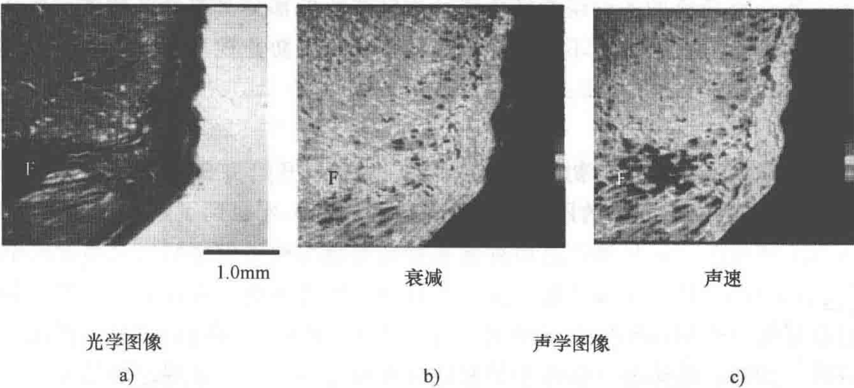



图 8.7　急性心肌梗死组织的图像

a）光学图像　b）声衰减图像　c）声速图像

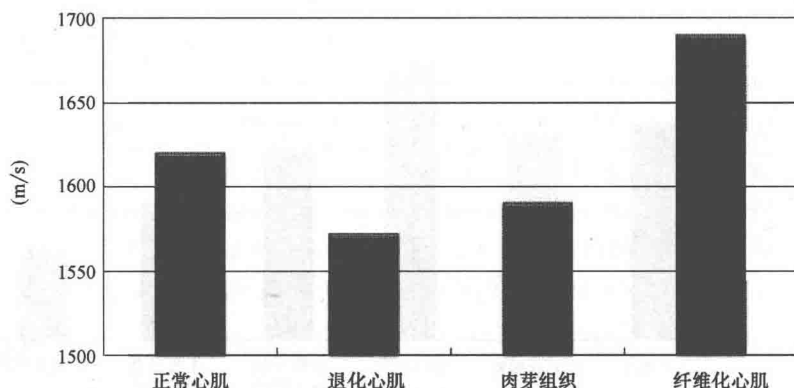



图 8.8 不同心肌组织的声速柱状图

每种组织成分的密度通过硫酸铜溶液分级法测量，然后根据声速和密度计算所对应的声阻抗。其结果分别为：正常心肌 $1.75\times10^{6}\mathrm{N\cdot s/m^{3}}$；退化心肌 $1.69\times10^{6}\mathrm{N\cdot s/m^{3}}$；纤维化心肌 $1.85\times10^{6}\mathrm{N\cdot s/m^{3}}$。在计算反射声功率的相对分贝级时假设两种组织的界面为无限大的平面。退化心肌与纤维化心肌界面的相对反射级为 15.4dB。临床超声心动图在心肌梗死的病灶区域显示出了 15dB 的强回波。通过声学显微镜测量明确了强回波的缘由[28]。

Chandraratna 等也应用 600MHz 的 SAM 对心肌回波的亮区进行了评估[32]，其结果也说明回波强度受到胶原质纤维形态的影响[33]。

因为生物组织被视为流体模型，所以同样可以通过声速和密度计算体积模量。其结果分别如下：正常心肌 $2.84\times10^{9}\mathrm{N/m^{2}}$；退化心肌 $2.65\times10^{9}\mathrm{N/m^{2}}$；纤维化心肌 $3.12\times10^{9}\mathrm{N/m^{2}}$。在发生急性心肌梗死的过程中，胶原纤维的功效之一是阻止梗死的进一步扩展，有报告说明在心肌胶原疤痕未出现明显增加的群体中左心室破裂的机率更高[34]。测量表明，在心肌梗死的各种组织结构成分中纤维化的部分具有最高的体积模量。这一结果暗示在发生心肌梗死之后不久所形成的纤维化可以防止梗死的扩大和心脏破裂。

### 8.5.3 肾脏

在声学显微镜刚刚诞生的初期，Dunn 和 Kessler 就开始将 SAM 用于肾脏的研究[35]。然而直到 20 年以后，当我们的团队重新开始这项研究，才得到了用 SAM 研究肾脏的定量数据。对于肾细胞癌，尽管在透明细胞和颗粒细胞两种类型之间未见显著区别，但在这两种癌细胞中的声速和衰减系数都低于正常肾脏中的数值。除此之外，癌细胞的两种声学参数都显著低于出血和纤维化组织。这些数据意味着肾细胞癌组织的弹性可能不及正常的肾脏。而且，临床超声影像中的强回波可能与癌组织中微观声场的非均匀性相关联[36]。还应用 SAM 来区分肾血管平滑肌脂肪瘤和肾细胞癌[37]。

关于进行透析的肾脏组织的声学特性，炎性肉芽组织中的声衰减明显高于透明变性组织的声衰减（$P<0.001$）。而声速则是在粒性组织中较高，对于透明变性组织趋于逐

渐减少。但对于囊性变性，随着变性进程声速再次升高（$P<0.001$），但保持较低的衰减系数。当囊性肾脏含有恶性病变时，前述的低衰减在病灶区域将会升高（$P<0.001$），而高声速则会降低（$P<0.001$）。数据表明，处于不同病理阶段的透析肾的物理性质可以通过声学特性进行区分[38]。

### 8.5.4　动脉粥样硬化

从光学显微镜图像可以看到正常冠状动脉的结构，它由三个部分组成。内膜包括内皮，即内层的弹性纤维和薄的胶原纤维；中膜包括弹性纤维和平滑肌；外膜则为胶原纤维。动脉粥样硬化的内膜则由厚的胶原纤维、钙化组织和脂质池组成。在一项研究中测量了 5 种类型组织的声学特性，分别是内膜胶原纤维、钙化组织、正常中膜、外膜和脂肪斑块。同时利用光学和声学显微镜获得了冠状动脉的断面图像[39]。

基于声速分布可以区分具有不同弹性参数的区域。对于每个声学图像，利用美国国立卫生研究院的免费软件（NIH Image 1.60）在 PC（Power Macintosh 9600/233）上将其几何和成分信息数字化。然后在工作站（Ultra10，Sun Microsystems，CA）上利用仿真软件 ANSYS5.5（SAS IP，Inc.，PA）生成有限元网格，并进行有限元仿真计算，其中血管内压力设置为 110mmHg，即 14.6kPa。在计算过程中，图像中的区域被视为圆形血管壁的一部分，其圆心角为 30°。对于粥样硬化的冠状动脉，声速分布是不均匀的，且可以看到在纤维帽中弹性性质的不连续性。于是，再根据弹性分布将纤维化的区域进一步划分为 4 个区域。首先，正常冠状动脉的主要应力分布取决于内膜，但内膜中的应力分布并不均匀。存在动脉粥样硬化斑块内膜的应力分布表明，应力平均值比正常冠状动脉内膜中的数值要小，但其峰值却非常高，并集中在纤维帽的类似裂痕结构部位（见图 8.9a～d）。这些结果显示出冠状动脉斑块破裂的病理生理与血管组织成分的生物力学特性有很强的关联性[40]。

图 8.10 显示了正常人类冠状动脉的图像。其中图 8.10a 为光学图像，图 8.10b 和图 8.10c 分别为 200MHz 和 1.1GHz 的声学图像。1.1GHz 的图像质量更好，比如在 1.1GHz 的图像中可以看到中膜的每根弹性纤维，但在 200MHz 的图像上中膜几乎是均匀的。不过冠状动脉的三层结构在 200MHz 的图像中显现得更加明显。内膜和外膜比起中膜表现出更高的声衰减。

为了对脆性斑块破裂进行评估，用 SAM 对易感动脉粥样硬化的老鼠开展研究。实验对象包括 6 只正常 C57BL 鼠和 12 只易感动脉粥样硬化的 apoE 缺失［apoE（－/－）］鼠，样本取自主动脉根部。利用 SAM 评测了正常血管壁和斑块，特别是富含脂肪斑块纤维帽的声学特性。样本经过处理以后，用 SAM 测量组织未染色样本的高频（1.1GHz）聚焦超声衰减，然后再用偏振光显微镜（PLM）对猩红染色样本进行胶原质类型和数量的定量测量。在 PLM 下薄、厚纤维帽中的胶原质分别呈现绿色和亮橙色。呈橙色的胶原纤维中的超声衰减明显高于绿色中的，具体数值为 $17.2\times10^3$dB/mm 对比 $6.6\times10^3$dB/mm[41]。

人们还利用吉赫兹频段的扫描声学显微镜（SAM）观察了人类颈动脉粥样硬化病

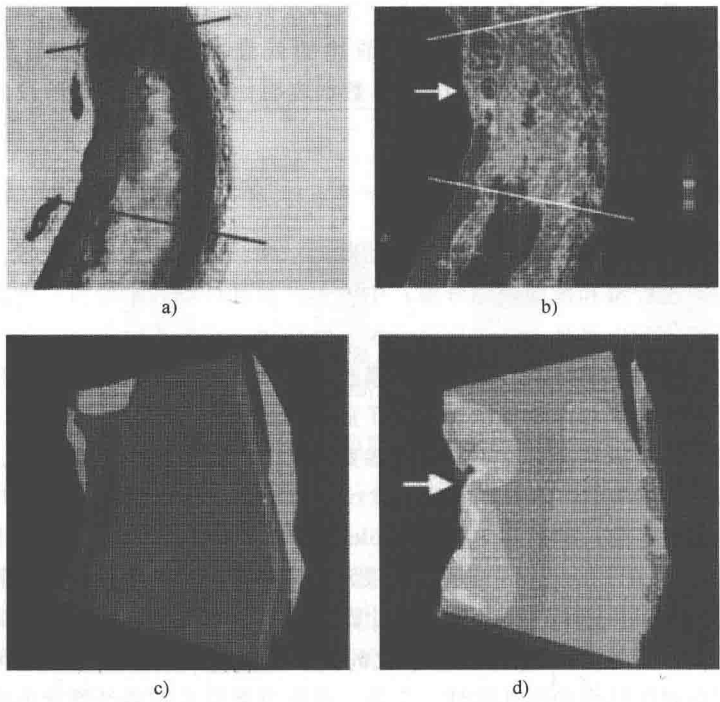



图 8.9 应用于有限元仿真的 SAM 数据

a）光学显微镜 b）声学显微镜（声速）

c）有限元模型 d）粥样硬化冠状动脉的应力分布

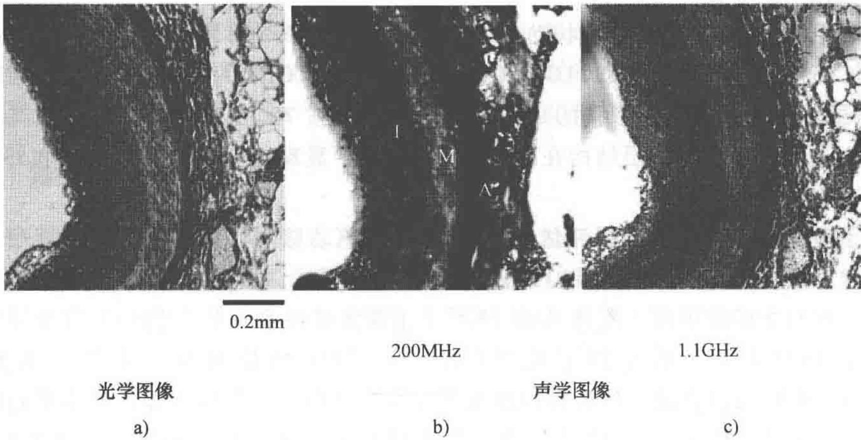



图 8.10 正常人类冠状动脉的图像

a）光学图像 b）200MHz SAM 图像 c）1.1GHz SAM 图像

灶。在光学显微镜下，粥样硬化病灶的特征为具有稠密胶原纤维的增厚纤维组织，或者是伴有稀疏网状胶原质的脂肪堆积。而 SAM 显示的结果是根据超声衰减将纤维化分为Ⅰ类和Ⅲ类胶原质，脂肪堆积病灶区域的声速则变得不均匀。这些结果将为诊断超声的脆性斑块成像提供科学基础[42]。

## 8.6　超声声速显微镜（USM）

通过换能器发射一个宽度为 2ns 的超声脉冲，样本位于换能器下面，并用同一个换能器接收，换能器与样本之间用生理盐水作为耦合介质。换能器接收来自组织表面以及组织与玻璃基底界面的反射信号。该信号通过高速数据采集卡（型号为 Acqiris DP210，采样率为 2Gsps，分辨率为 8bit，内存为 16MB，厂商为 Geneva，Switzerland）送入基于 Windows 的 PC。系统的频率范围为 500MHz，采样率为 2Gsps，连续采集 8 个脉冲响应信号并进行平均以降低随机噪声。

换能器安装在一个 $X-Y$ 平台上，该平台带有一个微处理器板卡，并通过 RS232C 接口接收来自 PC 的控制。线性伺服电动机驱动 $X$ 和 $Y$ 两个方向扫描，并通过编码器检测扫描位置。在扫描起始和结束时刻通过扫描控制降低加速度和减速度效应。样本尺寸为 2.4mm × 2.4mm，最终通过 300 × 300 个像素点的扫描获取样本超声强度、声速、衰减系数和厚度的二维分布。总扫描时间为 63s。

以无样本的基底反射波为基准对反射波相位进行标准化[⊖]，记组织表面反射波的标准化相位为 $\varphi_{\text{front}}$，组织与基底界面反射波的标准化相位为 $\varphi_{\text{rear}}$，于是有

$$2\pi f \times \frac{2d}{c_0} = \varphi_{\text{front}}$$

$$2\pi f \times 2d\left(\frac{1}{c_0} - \frac{1}{c}\right) = \varphi_{\text{rear}}$$

式中　$d$——组织厚度；

$c_0$——耦合介质中的声速；

$c$——组织中的声速。

由此得到组织厚度为

$$d = \frac{c_0}{4\pi f}\varphi_{\text{front}}$$

然后得到组织中的声速为

$$c = \left(\frac{1}{c_0} - \frac{\varphi_{\text{rear}}}{4\pi f d}\right)^{-1}$$

得到了厚度以后，可以用幅度除以厚度和频率计算出超声衰减。

⊖ 原文未明确说明标准化相位的参考基准，为便于读者阅读，此为译者所加。——译者注

图 8.11 显示了胃部良好分化管状腺癌的 USM 图像，可以看到腺癌清晰的管状结构。相比周围区域，该管状结构病灶表现出更大的衰减和更高的声速，其声速值与先前的测量结果相似[27]。

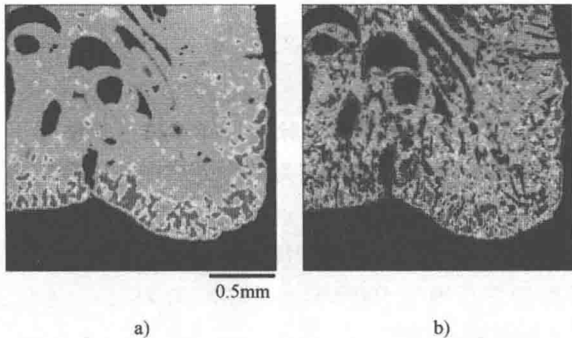



图 8.11　胃部良好分化管状腺癌的 USM 图像

a）衰减　b）声速

图 8.12 显示了结肠中等分化管状腺癌的 USM 图像，这是典型的具有纤维化组织生成的腺癌。这种情况属于早期，因为肿瘤仅位于黏膜下层。部分癌组织含有丰富的纤维化，病灶显示出强衰减和高声速。

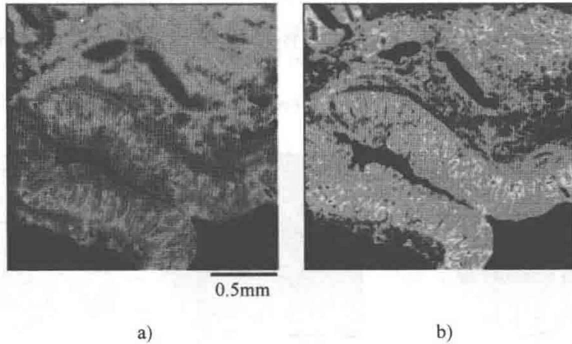



图 8.12　结肠中等分化管状腺癌的 USM 图像

a）衰减　b）声速

## 8.7　关节组织

如前所述，SAM 数据可以作为组织和细胞生物力学评估的基础数据。生物力学研究在整形外科领域开展得非常广泛。人们用 SAM 测量了兔冈上肌肌腱结合部的声学特性。在正常肌腱和未矿化纤维软骨中，在起主导作用的胶原质从Ⅰ型转变为Ⅱ型的过程中，声速和衰减系数都逐渐减少。在矿化的纤维软骨中，声速和衰减随着纤维软骨组织

的矿化进程显著增加。这些结果表明，在 4 个区域中，未矿化纤维软骨在结合部表现出最低的弹性模量，这可以解释为其为了适应各种类型生物力学应力的结果[43]。

我们的团队还尝试将老鼠膝关节固定，然后测定这期间关节软骨的变化情况。将成年雄鼠的膝关节弯曲到 150°，然后用内部固定器将其固定住，测试时间点选在固定以后 3 天、1 周、2 周、4 周、8 周和 16 周。样本是取自膝髌骨中间的关节软骨，并将其分为三个区域：非接触区、过渡区和接触区。对于每个区域，通过直观观察、组织形态测定分级、厚度和软骨细胞数量测量来评估退化程度，结果见图 8.13。

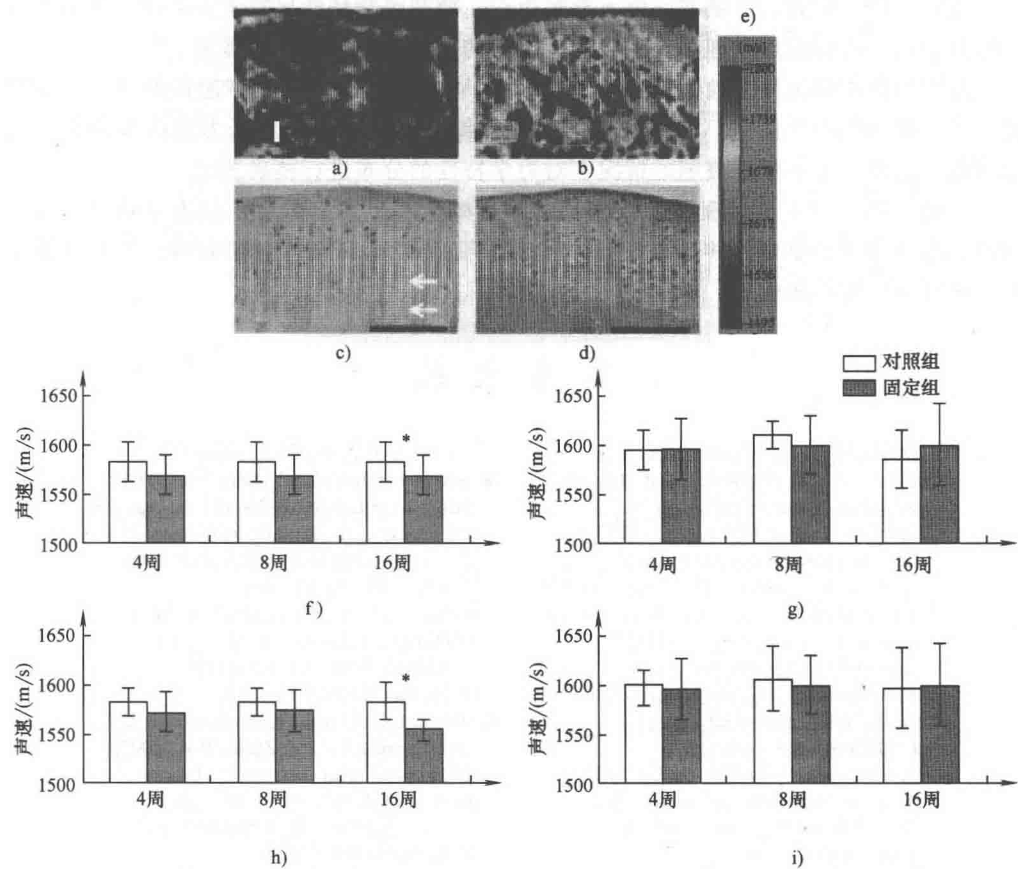



图 8.13　用扫描声学显微镜（SAM）评估关节软骨变化的灰度图和声速

第 1 行：a）与 b）是 16 周时胫骨关节软骨的灰度图。第 2 行：c）与 d）是与第 1 行分别对应的苏木素 - 伊红染色图像。其中 a）与 c）是固定组，b）与 d）是对照组，e）是灰度级图标。在固定组中低声速区域从关节软骨表面开始逐渐扩展。第 3 行：f）与 g）为股骨软骨声速。第 4 行：h）与 i）为胫骨软骨声速。其中，f）与 h）为过渡区，g）与 i）为非接触区）

关节软骨退化主要发生于接触区和过渡区。在这两个区域，番红 - O 基质染色强度和软骨细胞数量均降低。关节软骨厚度在接触和非接触区都没有改变，但在过渡区减少。在股骨和胫骨软骨的过渡区，声速都有所下降，表明关节软骨的软化。早在固定以

后1周，关节软骨就开始有了明显变化。这些改变可能是由于在固定期间缺少机械应力和关节液体循环的缘故[44,45]。

## 8.8 总结

本章介绍了扫描声学显微镜（SAM）医学和生物学应用的原理和简要发展历史。SAM 能产生组织和细胞的高质量微观图像，适合用于组织病理学检查。

对于骨骼、软骨、肌腱和心脏血管等组织，微观声学特性反映了重要的生物力学特征信息。对于进行病理生理学评估，这些组织的生物力学信息尤其重要。

细胞被认为是由黏弹性材料组成的，而 SAM 通过声衰减和由声速得到的弹性参数揭示了细胞的黏弹性信息。SAM 既不需要拉伸细胞，也不同于原子力显微镜的生物力学测量，它可以在不接触细胞的情况下对力学特性的分布进行精确测量。

因此，SAM 引入了病理学新概念，这一新概念基于其成像目标的力学特性。关于 SAM 的最新进展，如超声声速显微镜、3D 超声显微镜和高频阵列换能器，都有可能在不久的将来实现临床应用。

## 参考文献


1 Mikhailov, I.G., Soloviev, V.A., and Syrnikov, Y.P. (1964) *Basics of Molecular Acoustics*, Khimia Publ, Moscow.

2 Lemons, R.A. and Quate, C.F. (1975) Acoustic microscopy: biomedical applications. *Science*, **188** (4191), 905–911.

3 Johnston, R.N., Atalar, A., Heiserman, J., Jipson, V., and Quate, C.F. (1979) Acoustic microscopy: resolution of subcellular detail. *Proc. Natl Acad. Sci. USA*, **76** (7), 3325–3329.

4 Hildebrand, J.A., Rugar, D., Johnston, R.N., and Quate, C.F. (1981) Acoustic microscopy of living cells. *Proc. Natl Acad. Sci. USA*, **78** (3), 1656–1660.

5 Bereiter-Hahn, J. (1985) Architecture of tissue cells. The structural basis which determines shape and locomotion of cells. *Acta Biotheor.*, **34** (2–4), 139–148.

6 Litniewski, J. and Bereiter-Hahn, J. (1990) Measurements of cells in culture by scanning acoustic microscopy. *J. Microsc.*, **158** (Pt 1), 95–107.

7 Veselý, P., Lücers, H., Riehle, M., and Bereiter-Hahn, J. (1994) Subtraction scanning acoustic microscopy reveals motility domains in cells *in vitro*. *Cell Motil. Cytoskeleton*, **29** (3), 231–240.

8 Bereiter-Hahn, J. and Lüers, H. (1998) Subcellular tension fields and mechanical resistance of the lamella front related to the direction of locomotion. *Cell Biochem. Biophys.*, **29** (3), 243–262.

9 Briggs, G.A., Wang, J., and Gundle, R. (1993) Quantitative acoustic microscopy of individual living human cells. *J. Microsc.*, **172** (Pt 1), 3–12.

10 Weiss, E.C., Lemor, R.M., Pilarczyk, G., Anastasiadis, P., and Zinin, P.V. (2007) Imaging of focal contacts of chicken heart muscle cells by high-frequency acoustic microscopy. *Ultrasound Med. Biol.*, **33** (8), 1320–1326.

11 Weiss, E.C., Anastasiadis, P., Pilarczyk, G., Lemor, R.M., and Zinin, P.V. (2007) Mechanical properties of single cells by high-frequency time-resolved acoustic microscopy. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **54** (11), 2257–2271.

12 Taggart, L.R., Baddour, R.E., Giles, A., Czarnota, G.J., and Kolios, M.C. (2007) Ultrasonic characterization of whole cells and isolated nuclei. *Ultrasound Med. Biol.*, **33** (3), 389–401.

13 Brand, S., Weiss, E.C., Lemor, R.M., and Kolios, M.C. (2008) High frequency ultrasound tissue characterization and acoustic microscopy of intracellular changes. *Ultrasound Med. Biol.*, **34** (9), 1396–1407. Epub 2008 April 24.

14 Suzuki, S., Bing, H., Sugawara, T., Matsuda, Y., Tabata, T., Hoshikawa, Y., Saijo, Y., and Kondo, T. (2004) Paclitaxel prevents loss of pulmonary endothelial barrier integrity during cold preservation. *Transplantation*, **78** (4), 524–529.

15 Hagiwara, Y., Saijo, Y., Ando, A., Chimoto, E., Suda, H., Onoda, Y., and Itoi, E. (2009) Ultrasonic intensity microscopy for imaging of living cells. *Ultrasonics*, **49** (3), 386–388. Epub 2008 Oct 31.

16 Peck, S.D. and Briggs, G.A. (1986) A scanning acoustic microscope study of the small caries lesion in human enamel. *Caries Res.*, **20** (4), 356–360.

17 Peck, S.D. and Briggs, G.A. (1987) The caries lesion under the scanning acoustic microscope. *Adv. Dent. Res.*, **1** (1), 50–63.

18 Peck, S.D., Rowe, J.M., and Briggs, G.A. (1989) Studies on sound and carious enamel with the quantitative acoustic microscope. *J. Dent. Res.*, **68** (2), 107–112.

19 Meunier, A., Katz, J.L., Christel, P., and Sedel, L. (1988) A reflection scanning acoustic microscope for bone and bone-biomaterials interface studies. *J. Orthop. Res.*, **6** (5), 770–775.

20 Katz, J.L. and Meunier, A. (1993) Scanning acoustic microscope studies of the elastic properties of osteons and osteon lamellae. *J. Biomech. Eng.*, **115** (4B), 543–548.

21 Bumrerraj, S. and Katz, J.L. (2001) Scanning acoustic microscopy study of human cortical and trabecular bone. *Ann. Biomed. Eng.*, **29** (12), 1034–1042.

22 Chérin, E., Saïed, A., Pellaumail, B., Loeuille, D., Laugier, P., Gillet, P., Netter, P., and Berger, G. (2001) Assessment of rat articular cartilage maturation using 50-MHz quantitative ultrasonography. *Osteoarthritis Cartilage*, **9** (2), 178–186.

23 Hofmann, T., Heyroth, F., Meinhard, H., Fränzel, W., and Raum, K. (2006) Assessment of composition and anisotropic elastic properties of secondary osteon lamellae. *J. Biomech.*, **39** (12), 2282–2294. Epub 2005 September 6.

24 Raum, K., Hofmann, T., Leguerney, I., Saïed, A., Peyrin, F., Vico, L., and Laugier, P. (2007) Variations of microstructure, mineral density and tissue elasticity in B6/C3H mice. *Bone*, **41** (6), 1017–1024. Epub 2007 September 7.

25 Raum, K. (2008) Microelastic imaging of bone. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **55** (7), 1417–1431.

26 Sano, H., Hattori, K., Saijo, Y., and Kokubun, S. (2006) Does decalcification alter the tissue sound speed of rabbit supraspinatus tendon insertion? *In vitro* measurement using scanning acoustic microscopy. *Ultrasonics*, **44** (3), 297–301. Epub 2006 April 18.

27 Saijo, Y., Tanaka, M., Okawai, H., and Dunn, F. (1991) The ultrasonic properties of gastric cancer tissues obtained with a scanning acoustic microscope system. *Ultrasound Med. Biol.*, **17** (7), 709–714.

28 Saijo, Y., Tanaka, M., Okawai, H., Sasaki, H., Nitta, S.I., and Dunn, F. (1997) Ultrasonic tissue characterization of infarcted myocardium by scanning acoustic microscopy. *Ultrasound Med. Biol.*, **23** (1), 77–85.

29 Tanaka, M., Neyazaki, T., Kosaka, S., Sugi, H., Oka, S., Ebina, T., Terasawa, Y., Unno, K., and Nitta, K. (1971) Ultrasonic evaluation of anatomical abnormalities of heart in congenital and acquired heart diseases. *Br. Heart J.*, **33** (5), 686–698.

30 Tanaka, M., Nitta, S., Nitta, K., Sogo, Y., Yamamoto, A., Katahira, Y., Sato, N., Ohkawai, H., and Tezuka, F. (1985) Non-invasive estimation by cross sectional echocardiography of myocardial damage in cardiomyopathy. *Br. Heart J.*, **53** (2), 137–152.

31 Lythall, D.A., Bishop, J., Greenbaum, R.A., Ilsley, C.J., Mitchell, A.G., Gibson, D.G., and Yacoub, M.H. (1993) Relationship between myocardial collagen and echo amplitude in non-fibrotic hearts. *Eur. Heart J.*, **14** (3), 344–350.

32 Chandraratna, P.A., Whittaker, P., Chandraratna, P.M., Gallet, J., Kloner, R.A., and Hla, A. (1997) Characterization of collagen by high-frequency ultrasound: evidence for different acoustic properties based on collagen fiber morphologic characteristics. *Am. Heart J.*, **133** (3), 364–368.

33 Tabel, G.M., Whittaker, P., Vlachonassios, K., Sonawala, M., and Chandraratna, P.A. (2006) Collagen fiber morphology determines echogenicity of myocardial scar: implications for image interpretation. *Echocardiography*, **23** (2), 103–107.

34 Uusimaa, P., Risteli, J., Niemelä, M., Lumme, J., Ikäheimo, M., Jounela, A., and Peuhkurinen, K. (1997) Collagen scar formation after acute myocardial infarction: relationships to infarct size, left ventricular function, and coronary artery patency. *Circulation*, **96** (8), 2565–2572.

35 Kessler, L.W., Fields, S.I., and Dunn, F. (1974) Acoustic microscopy of mammalian kidney. *J. Clin. Ultrasound*, **2** (4), 317–320.

36 Sasaki, H., Tanaka, M., Saijo, Y., Okawai, H., Terasawa, Y., Nitta, S., and Suzuki, K. (1996) Ultrasonic tissue characterization of renal cell carcinoma tissue. *Nephron*, **74** (1), 125–130.

37 Sasaki, H., Saijo, Y., Tanaka, M., Nitta, S., Yambe, T., and Terasawa, Y. (1997) Characterization of renal angiomyolipoma by scanning acoustic microscopy. *J. Pathol.*, **181** (4), 455–461.

38 Sasaki, H., Saijo, Y., Tanaka, M., Nitta, S., Terasawa, Y., Yambe, T., and Taguma, Y. (1997) Acoustic properties of dialysed kidney by scanning acoustic microscopy. *Nephrol. Dial. Transplant.*, **12** (10), 2151–2154.

39 Saijo, Y., Santos Filho, E., Sasaki, H., Yambe, T., Tanaka, M., Hozumi, N., Kobayashi, K., and Okada, N. (2007) Ultrasonic tissue characterization of atherosclerosis by a speed-of-sound microscanning system. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **54** (8), 1571–1577.

40 Saijo, Y., Ohashi, T., Sasaki, H., Sato, M., Jorgensen, C.S., and Nitta, S. (2001) Application of scanning acoustic microscopy for assessing stress distribution in atherosclerotic plaque. *Ann. Biomed. Eng.*, **29** (12), 1048–1053.

41 Saijo, Y., Jørgensen, C.S., and Falk, E. (2001) Ultrasonic tissue characterization of collagen in lipid-rich plaques in apoE-deficient mice. *Atherosclerosis*, **158** (2), 289–295.

42 Saijo, Y., Jørgensen, C.S., Mondek, P., Sefránek, V., and Paaske, W. (2002) Acoustic inhomogeneity of carotid arterial plaques determined by GHz frequency range acoustic microscopy. *Ultrasound Med. Biol.*, **28** (7), 933–937.

43 Sano, H., Saijo, Y., and Kokubun, S. (2006) Non-mineralized fibrocartilage shows the lowest elastic modulus in the rabbit supraspinatus tendon insertion: measurement with scanning acoustic microscopy. *J. Shoulder Elbow Surg.*, **15** (6), 743–749.

44 Hagiwara, Y., Ando, A., Chimoto, E., Saijo, Y., Ohmori-Matsuda, K., and Itoi, E. (2009) Changes of articular cartilage after immobilization in a rat knee contracture model. *J. Orthop. Res.*, **27** (2), 236–242.

45 Ando, A., Suda, H., Hagiwara, Y., Onoda, Y., Chimoto, E., Saijo, Y., and Itoi, E. (2011) Reversibility of immobilization-induced articular cartilage degeneration after remobilization in rat knee joints. *Tohoku J. Exp. Med.*, **224** (2), 77–85.

# 第9章　骨骼定量化扫描声学显微镜

## 9.1　简介

### 9.1.1　骨骼的层次结构及其特性

肌与骨的矿化组织（MMT），例如骨骼、矿化的肌腱和牙齿，都是独特的天然复合生物组织，并且具有很大的劲度和强度。这些组织都是由共同的基本模块构成——由微小羟基磷灰石矿物晶体加强的Ⅰ型胶原纤维。这些基本构造模块在组织的各个层次上多重结构排列，从而赋予了这些组织一个最显著的特点——自动适应各种负载条件的能力。

相对其他MMT，骨骼具有更强的适应和再生潜力。这一特性是通过组织的再造来实现的，即通过组织吸收和合成这两个同步的细胞过程，使得器官一直不断地适应外力环境，并且通过逐步增加的组织修复将这种能力保持终生。

在纳米尺度，Ⅰ型胶原分子排列成三级结构，具有67nm的排列周期，且在分子末端之间保留40nm间隙，由此形成了胶原纤维。单根纤维直径在100～200nm量级。在组织合成以后，板状的羟基磷灰石晶体分散沉积在纤维内部的空间（见图9.1）和相邻纤维壁之间。这种纤维内部和纤维之间的板状矿物质填充和晶体生长导致矿化纤维的空间各向异性和强度时变特性。纤维的聚集形成不同的结构单元，如编织状、丛生状或薄板状的骨骼。MMTs可以有多达7级层次的组织结构[2]。以下将要描述的声学评估则涉及从纳米到宏观尺度4个层次级别（见表9.1）。

表9.1　特征尺度的定义

| 特征尺度 | 组成成分 | 复合物 | 尺度定义 |
|---|---|---|---|
| 1～200nm | 羟基磷灰石、胶原、水、其他 | 矿化胶原纤维 | 纳米尺度 |
| 200nm～10μm | 矿化胶原纤维、孔隙（骨陷窝、骨小管） | 矿化组织基质（可变结构） | 微米尺度 |
| 10μm～1mm | 矿化组织基质、孔隙（哈弗管、吸收陷窝） | MMTs（肌与骨的矿化组织） | 中等尺度 |
| >1mm | MMTs（肌与骨的矿化组织）、宏观结构 | 器官 | 宏观尺度 |

成熟的哺乳动物和人类的外周骨骼由小梁骨和皮质骨组成。皮质骨的组成包括高度有序的哈弗管和穿通管（典型直径为10～200μm）、骨小管（直径为0.2～0.3μm）和其他空隙，例如直径在2～8μm量级的骨细胞和可达200μm的骨陷窝（见图9.2）。

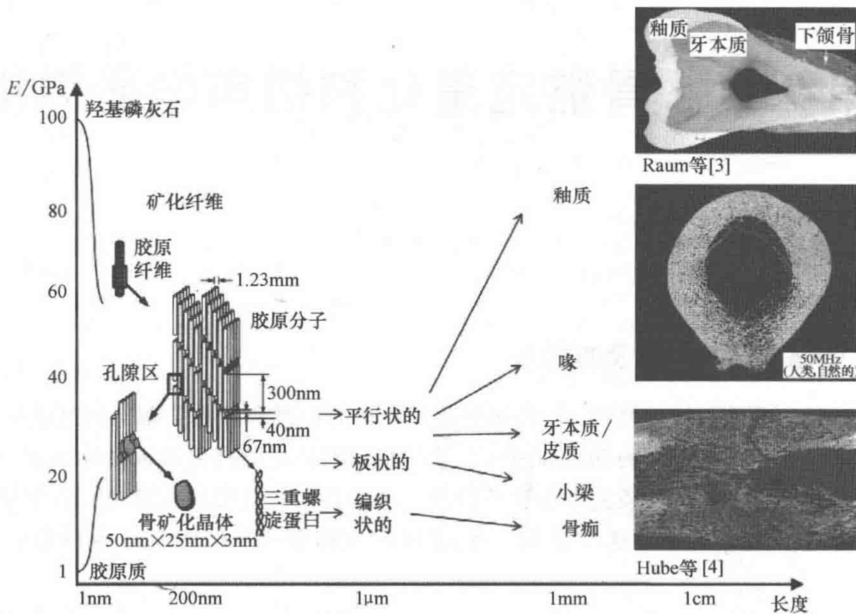



图 9.1　不同肌与骨的矿化组织具有不同的特性

（它们都由相同的简单基本模块构成——矿化胶原纤维，为 I 型胶原分子、羟基磷灰石（HA）矿物晶体和水的复合物，右侧显示了一些组织的声学图像，包括釉质、牙本质、下颌骨、人类股骨横断面的皮质组织和小梁组织以及愈合的羊骨痂，摘自参考文献[1，3，4]）

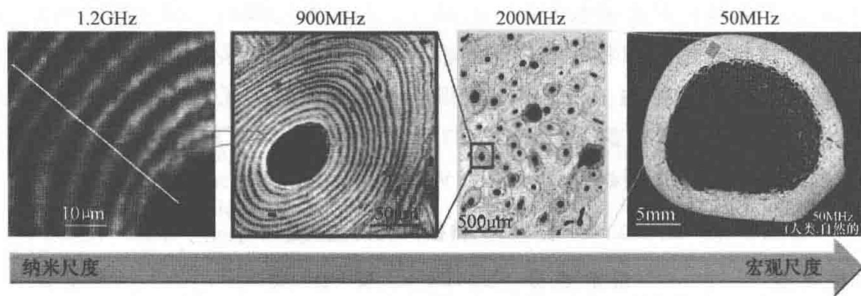



图 9.2　人类股骨中段皮质骨横断面的声学阻抗图像，不同频率的测量结果反映了组织的层次结构

## 9.1.2　多种尺度弹性性质的相关性

板层状骨骼的弹性行为不能用一组特定的材料参数进行简单描述。复杂的多层次结构导致弹性特性随空间、时间和方向而变化，由此带来的是其近乎完美的对功能需求的自适应性。宏观力学特性，如劲度或耐破坏强度，是由所有较低层级的成分、结构和弹性特性所决定的。人们一直在试图细化宏观力学测试方法的尺度以便能开展更低层次级别的测量。例如，起源于宏观压痕测量的纳米压痕技术已经成为被广泛接受的微观力学

工具，被用于在组织层级（微米尺度）直接评测矿化组织的弹性特性。然而由于测量部位的限制和测量方法本身的有损性，使其无法广泛应用于非均匀微观结构的测量，采用扫描技术也只能解决一部分问题，但无法彻底解决[5]。

利用超声方法可以在多个尺度对骨骼的弹性特性进行评测。超声波属于机械波，本质上会受到传播介质的材料特性和结构特性的影响。声波波长的尺度范围很大，从500kHz 对应的 6mm 到 2GHz 对应的 0.5μm，所以超声适用于在不同尺度下研究骨骼特性。低频的方法（500kHz～10MHz）广泛用在体外和临床设备中，用于在宏观尺度评估骨骼的质量和骨样本的弹性特性[6-10]。频率在 50MHz～2GHz 之间的扫描声学显微镜（SAM）适合研究骨骼组织基质的结构和弹性特性，也就是说，可以通过声波与被测材料之间的线性弹性相互作用，在各种长度尺度上显现微观结构、测量声速和声阻抗。如果与局部密度估计（如从定量 X 射线微机断层扫描 CT 获取数据）相结合，从声阻抗估计可以计算组织的劲度[11-13]。将多尺度测量数据与数值方法和连续均匀介质力学方法相结合，可以从材料特性中分离出结构特性，进而可以分别研究这些结构特性各自对复合体弹性功能行为的影响[14,15]。下面将介绍这些基本原理和应用。

### 9.1.3 测量原理的历史

在过去的 20 年间诞生了多种高频超声技术，它们致力于在组织层级上评估骨骼的弹性特性。基本测量原理有三种：①在薄组织片段中测量纵波的速度；②在厚组织片段中测量声表面波的速度；③在厚组织片段中从共焦反射幅度导出声阻抗。

在早期的定量化研究中[16-18]，利用 50MHz 的脉冲—回波显微镜测量了 500μm 厚片段中纵波的速度 $v_p$。在这些研究中，通过测得来自正面和背面反射波的传播时间差（ΔTOF）和预先测量的样本厚度 $d$ 估计声速（见图 9.3）：

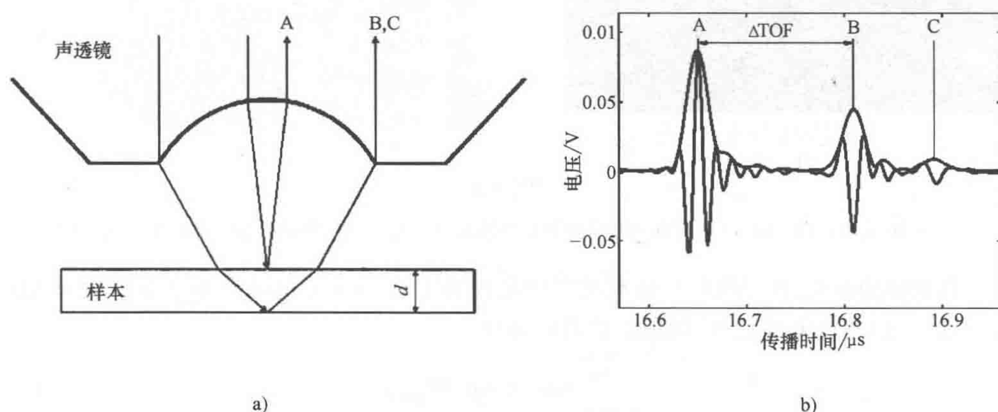



图 9.3　在薄组织片段中纵波和横波速度测量原理

a）利用薄样本前表面反射波（A）和后表面反射波（B 和 C）之间的时间延迟计算波速；b）模式转换可以产生纵波（B）和横波（C），由于横波比纵波速度低，故横波比纵波具有更大的时间延迟。摘自参考文献[19]

$$v_P = \frac{2d}{\Delta TOF} \tag{9.1}$$

利用下列关系式得到弹性系数 $C$:

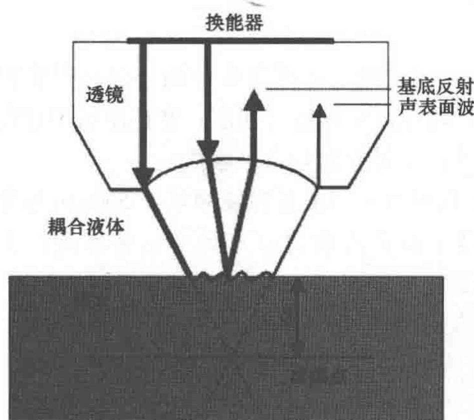
$$C = \rho v_P^2 \tag{9.2}$$

式中 $\rho$——质量密度。

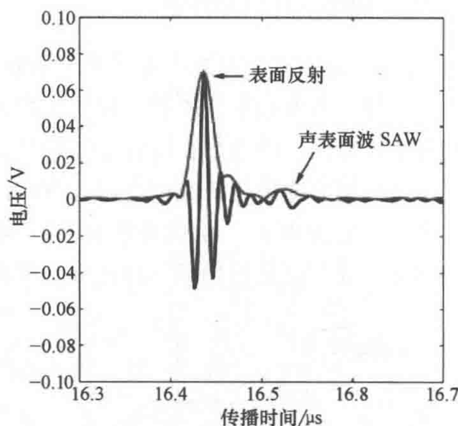
然而，若干限制阻碍了该方法的广泛应用。首先，样本必须足够厚，使得能够将前表面和后表面的回波分开，这一般需要大约 2 倍波长。而如果样本的厚度超过透镜的焦深，则空间分辨率就会下降。其次，必须制备两个平行且光滑的界面并利用其他方法测定厚度，因此样本内部任何厚度变化都直接影响参数估计。

如果声场聚焦于一种坚硬的厚材料内部，可以产生声表面波（SAWs）（见图 9.4）。这些 SAWs 漏波会返回到耦合液体中并最终被同一个换能器接收。耦合液体中和样本中声传播速度不同，直接反射波和 SAW 波的传播路径不同，由此导致换能器所接收的反射波和 SAW 波之间的时间延迟 $\Delta t$，该延迟取决于 SAW 的速度 $v_{SAW}$ 和失焦距离 $\Delta z$:

$$v_{SAW} = \left[ \frac{\Delta t}{v_0 \Delta z} - \frac{1}{4}\left(\frac{\Delta t}{\Delta z}\right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \tag{9.3}$$




a)




b)

图 9.4

a) SAW 测量原理　b) 典型的 50MHz 脉冲回波测量波形，失焦距离为 800μm，样本为人类皮质骨

在准单色系统中，SAW 和反射波之间的干涉导致表面反射波和漏表面波之间的相位差 $\Delta\varphi$，该相位差随着 $\Delta z$ 的增加而持续增大：

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta z} = 2k(1 - \cos\theta_{SAW}) \tag{9.4}$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$——波数；

$\lambda$——波长；

$\theta_{SAW}$——产生声表面波的临界角[20]。

这些波的干涉带来了所谓 $V(z)$ 测量中所检测到的反射信号幅度的振荡特性（见

图 9.5)。由于干涉所带来的空间振荡频率为

$$\frac{1}{\Delta z}=\frac{2f}{v_0}(1-\cos\theta_{SAW}) \tag{9.5}$$

式中 $f$ 和 $v_0$——超声的频率和耦合液体中纵波的速度。

通过斯涅耳（Snell）定律可以得到 SAW 的速度 $v_{SAW}$：

$$v_{SAW}=\frac{v_0}{\sin\theta_{SAW}} \tag{9.6}$$

在均匀刚性生物材料中（如牙本质和牙齿釉质），很容易测量瑞利（Rayleigh）波和掠表面纵波（SSCW）的速度，测量既可以用非常成熟的准单色猝发激励 $V(z)$ 技术[22-24]，也可以用宽带激励的时间分辨 $V(z)$ 采集和频谱分析[3]。

然而骨骼的非均匀性和各向异性使得 SAW 的速度测量和数据解读更为困难。所必需的失焦增加了照射表面的面积，相比共焦反射测量其空间分辨率显著下降（见图 9.5a）。照射表面区域的半径 $r_{max}$ 为

$$r_{max}=-z_{max}\tan\theta_0 \tag{9.7}$$

式中 $\theta_0$——换能器的半孔径角；

$z_{max}$——测量中最大失焦距离。

在图 9.5b 中对 SAW 测量产生贡献的表面直径约为 670μm。可以看出组织的这一区域含有若干孔隙。

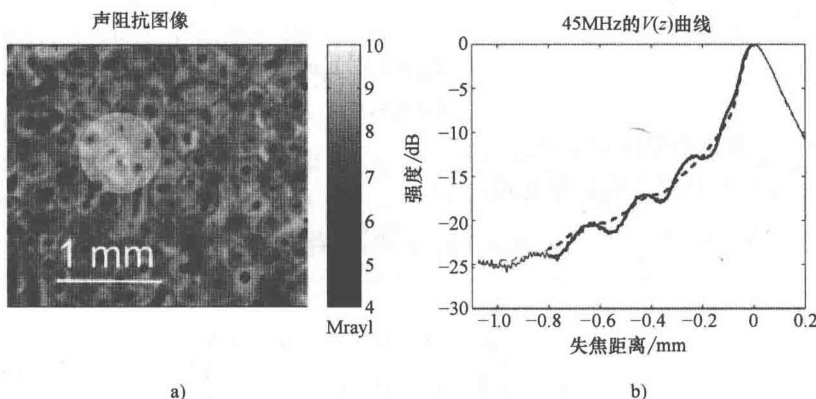



图 9.5 50MHz 的声阻抗图像

a) 圆形亮斑指示出 $V(z, t)$ 测量区域 b) 在 $X$ 和 $Y$ 方向上测量共焦反射幅度（$z$=0mm）从而得到声阻抗

(b) 中的 $V(z)$ 曲线显示出在负失焦区域的振荡特性。虚线是来自于测量特氟隆的参考信号。粗线部分用于估计掠表面纵波。摘自 Raum [21] ©2008 IEEE)

即使采用 2GHz 的透镜（典型透镜孔径角为 100°），其最大失焦距离也有大约 20μm，对应的采样表面直径将大约为 40μm。因此，近期骨骼组织的 SAM 研究工作大多数都在 50MHz～1.2GHz 频率范围内进行共焦反射幅度测量。

# 9.2 基于定量化 SAM 的骨骼声阻抗

## 9.2.1 理论

平面波入射到液体与均匀、各向同性弹性材料的界面，其反射波的幅度与角度相关的反射函数 $R(\theta)$ 成比例：

$$R(\theta)=\frac{Z_P\cos^2 2\theta_S+Z_S\sin^2 2\theta_S-Z_1}{Z_P\cos^2 2\theta_S+Z_S\sin^2 2\theta_S+Z_1} \tag{9.8}$$

$$Z_1=\frac{\rho_1 v_1}{\cos\theta},Z_P=\frac{\rho_2 v_P}{\cos\theta_P},Z_S=\frac{\rho_2 v_S}{\cos\theta_S} \tag{9.9}$$

式中 $\theta$——入射波与界面法向矢量之间的夹角；

$Z_1$——耦合液体的声阻抗。

固体材料中的 $Z_P$ 和 $Z_S$ 分别是其质量密度 $\rho$ 与其中纵波速度 $v_P$ 和横波速度 $v_S$ 的乘积[25]。某种材料的特性声阻抗 $Z$ 定义为张应力 $\sigma_T$ 与质点振速 $\partial \boldsymbol{u}/\partial t$ 之比：

$$Z=-\frac{\sigma_T}{\partial \boldsymbol{u}/\partial t} \tag{9.10}$$

声阻抗通常表示为 Maryl（$1\text{Maryl}=1\text{kg/m}^2\cdot\text{s}$）。在各向异性材料平面边界上平面波的折射和反射可以用声阻抗 $Z^{\hat{n}}$ 进行描述，声阻抗 $Z^{\hat{n}}$ 将张力 $T_{in}$ 与质点振动速度 $v_j$ 联系起来[21,26,27]：

$$-T_{in}=(Z^{\hat{n}})_{ij}v_j \quad i,j=x,y,z \tag{9.11}$$

式中 $\hat{n}$——测量声阻抗的方向。

式（9.11）可以写成矩阵形式：

$$-T_{in}=\frac{\boldsymbol{n}_{iK}c_{KL}\boldsymbol{k}_{Lj}}{\omega}\mathrm{v}_j \tag{9.12}$$

式中

$$\boldsymbol{n}_{iK}=\begin{bmatrix} n_x & 0 & 0 & 0 & n_z & n_y \\ 0 & n_y & 0 & n_z & 0 & n_x \\ 0 & 0 & n_z & n_y & n_x & 0 \end{bmatrix} \tag{9.13}$$

且

$$\boldsymbol{k}_{Lj}=\begin{bmatrix} k_x & 0 & 0 \\ 0 & k_y & 0 \\ 0 & 0 & k_z \\ 0 & k_z & k_y \\ k_z & 0 & k_x \\ k_y & k_x & 0 \end{bmatrix} \tag{9.14}$$

对于方向 $\hat{n}$，声阻抗矩阵的元素为

$$(Z^{n})_{ij}=\frac{\boldsymbol{n}_{iK}c_{KL}\boldsymbol{k}_{Lj}}{\omega} \tag{9.15}$$

式中　$c_{KL}$——劲度张量 $C$ 的分量。

对于沿 $x$ 方向传播的纵波，$k_x=\omega/v_{Px}$，$k_y=k_z=0$，$n_x=1$，$n_y=n_z=0$，$v_{Px}$为纵波的相速度，式（9.15）成为

$$\omega\ (Z^{n_x})_{xx}=c_{11}k_x \tag{9.16}$$

可以写成下列形式：

$$(Z^{n_x})_{xx}=\sqrt{c_{11}\rho} \tag{9.17}$$

类似地，对于沿 $z$ 方向传播的纵波，声阻抗为

$$(Z^{n_z})_{zz}=\sqrt{c_{33}\rho} \tag{9.18}$$

式（9.17）和式（9.18）表明，如果波的传播方向和质点位移方向垂直于界面，且传播方向与 $i$ 方向一致，则界面法向方向的声阻抗$(Z^{n_i})_{ii}$直接正比于弹性系数 $c_{ii}$和质量密度 $\rho$ 的平方根。对于传播方向与弹性对称轴不一致的情况，声阻抗可以简单地通过旋转弹性劲度张量得到[26]。对于横向各向同性的情况，在 $xz$ 平面的旋转可以得到[28]：

$$c(\theta)=c_{33}\cos^4\varphi+2(c_{13}+2c_{44})\sin^2\varphi\cos^2\varphi+c_{11}\sin^4\varphi \tag{9.19}$$

式中　$\varphi$——旋转角度；

$c$（$\varphi$）——旋转张量的弹性系数 $c_{33}$。

可以看到，$c$（0°）$=c_{33}$和 $c$（90°）$=c_{11}$。结合式（9.18）和式（9.19）得到

$$(Z^{n_\varphi})_{\theta}=\sqrt{c(\varphi)\rho} \tag{9.20}$$

为简便起见，在后面将其记为 $Z$（$\varphi$）。

在聚焦系统中，接收信号由 0°和 $\theta_{max}$范围内多个角度入射到界面的回波组成，$\theta_{max}$即为透镜的半孔径角。参考文献［25］给出了球面聚焦声透镜 $V$（$z$）响应的详细理论描述。对于各向同性材料，$V$（$z$）响应取决于瞳孔函数 $P$（$\theta$）、复反射函数 $R$（$\theta$）和一个表述相位延迟与失焦距离 $z$ 之间关系的指数函数：

$$V(z)=\int_0^{\frac{\pi}{2}}P(\theta)R(\theta)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}2zk\cos\theta}\sin\theta\cos\theta\mathrm{d}\theta \tag{9.21}$$

但是，对于球面聚焦声场，在焦点处可以用平面波传播条件近似。在正入射条件下，即样本表面与声束轴垂直时，不可能产生横波，反射函数可以用反射系数 $R$ 替代：

$$R=\frac{Z_2-Z_1}{Z_2+Z_1} \tag{9.22}$$

式中　$Z_1$ 和 $Z_2$——耦合液体和所测量材料的声阻抗。

在这种情况下，测量电压与反射系数成正比：

$$V(z_0)\sim R \tag{9.23}$$

Hirsekorn 等[29,30]已经证明，如果界面在声束焦平面上保持与波束轴垂直，则式（9.22）和式（9.23）可以适用于强聚焦波束。式（9.23）的主要限制是假设固体材料是均匀

的且在波束照射区域为平坦的。因此需要特别注意保证所测量结构的尺度要么远大于波长，要么远小于波长，并且表面粗糙度要远小于波长。

利用高频超声对骨骼进行评估，最直观的方法就是共焦反射幅度的空间映射图。该方法汇集了若干优点：

1）无论薄、厚样本只需要制备一个光滑表面。

2）对于给定的换能器，在声场的焦平面获得最佳空间分辨率。

3）可以采用大孔径透镜提供波长量级的空间分辨率。

4）可以用所有常规激励、检测模式确定共焦反射幅度。

5）在平行于样本表面的平面上做快速扫描，实现快速二维数据采集。

6）入射波波阵面的法向应力成分导致界面处的单轴应变。在各向异性和非均匀材料中，这种单轴响应对于材料具有方向性的压缩响应非常敏感。

7）容易调整波长和相互作用体积以适应各种层次级别的尺度，例如通过在1MHz～1GHz 范围内改变超声频率，声波的波长就可以跨越组织的好几个层次级别（见图 9.2）。

### 9.2.2　时间解析测量

相比信号幅度检测方法，时间解析脉冲—回波数据分析具有若干优势。最主要的益处是信号中保持了所有信息并且这些信息均可以用于进行数据分析。确定反射信号的幅度既可以在时域进行也可以在频域进行。但是，为了可靠估计共焦反射幅度，需要一些必要的处理步骤。这些步骤包括：

1）带通滤波。

2）幅度检测。

3）基于传播时间的失焦校正。

为了去除直流和其他信号带宽以外的成分，需要进行带通滤波。为了获得可靠的传播时间估计，在滤波过程中同时保持幅度和相位信息非常重要。为此，最常用到的是相位保持前向和后向滤波技术，如Ⅱ型切比雪夫（Chebyshev）滤波器。然后可以从希尔伯特（Hilbert）变换得到的包络信号检测幅度（见图 9.6a）。但是，若数字信号的采样频率接近奈奎斯特（Nyquist）门限，该方法的结果可能会很不准确（见图 9.6a）。在这种情况下，在进行希尔伯特变换之前，应该利用基于 FFT 的内插对信号做升采样处理。在频域，可以通过功率谱 $S(f)$ 计算总体频谱强度（ISI）的平方根（见图 9.6b）：

$$\mathrm{ISI} = \int_{f_1}^{f_2} S(f)\,\mathrm{d}f \tag{9.24}$$

式中　$f_1$ 和 $f_2$—— −6dB 带宽的下限和上限。

传播时间（TOF）既可以通过希尔伯特变换信号包络的最大值位置确定（见图 9.6b），也可以由在换能器带宽内的解缠绕后的相位谱的斜率得到：

$$\mathrm{TOF} = t_0 + t_{\mathrm{ph}} = t_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial \omega} = t_0 + \frac{\partial N}{\partial f} \tag{9.25}$$

式中　$\varphi$——相位；

$\omega=2\pi f$——角频率；

$t_{ph}$——数字序列相对于起始时间 $t_0$ 的相对时间；

$N$——相位缠绕的周期数[12]。

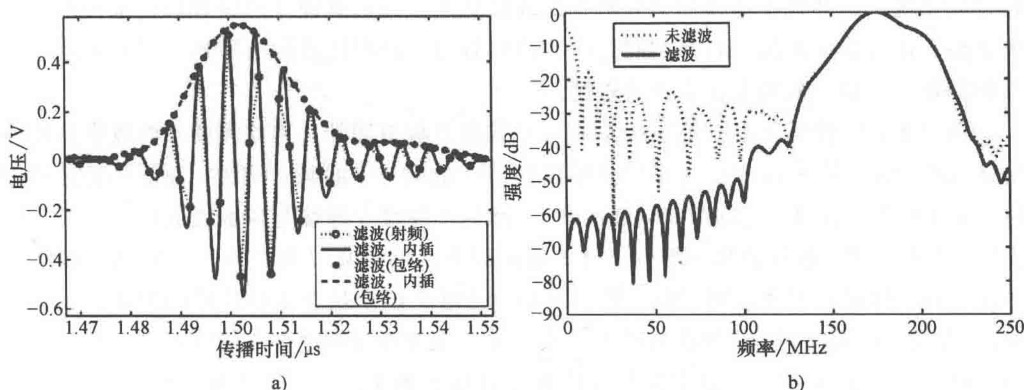



图 9.6　时间解析信号处理

a）共焦脉冲回波　b）功率谱

TOF 测量的是从换能器到反射界面的双向传播时间。如果界面位于焦平面，则可以获得最大幅度。对于给定的换能器、耦合液体和温度，共焦传播时间（$TOF_{focus}$）是不变的，因此，测量的脉冲回波 TOF 就可以用来估计界面相对焦平面的距离（失焦距离），并且估计反射幅度相对共焦反射幅度减少的程度（见图 9.7）。

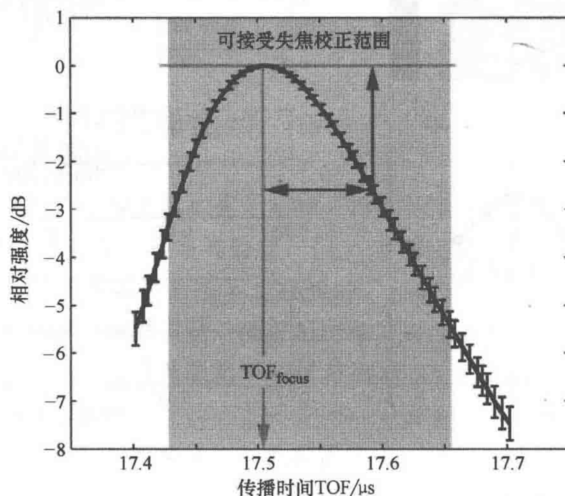



图 9.7　200MHz 换能器的失焦校正函数，归一化强度均值和标准差作为 TOF 的函数。可接受的 TOF 范围对应的失焦范围为 −27㊀ ~ +15μm

㊀ 译者补充了原文遗漏的负号“－”。——译者注

### 9.2.3 时间门控幅度检测测量

为了获得200MHz以上的声阻抗图，经常采用猝发激励和时间门控幅度检测系统。在这些系统中，往往不易得到射频数据，因此必须仔细调整硬件的设置以便准确测量反射系数。选择合适的激励频率和时间门控的位置对于获得优良的信噪比、避免测量信号饱和限幅和不恰当的截断是非常关键的。

因为共焦反射幅度是通过对二维 $V(z)$ 数据分析得到的，为此需要不断改变换能器与样本的距离，并在 $xy$ 平面上采集扫描数据[31]。起始于 $z$ 的某一位置，在该位置透镜的焦点高于样本表面以上足够距离（正失焦），然后不断减少透镜与样本表面的距离并获取图像。当扫描图像各处的焦点均位于样本表面以下足够距离（负失焦）以后就可以停止图像采集。相邻 $xy$ 平面扫描之间 $z$ 的间隔必须足够小以满足奈奎斯特限的要求，也就是说，$z$ 方向上的采样率至少要在所期望 $V(z)$ 曲线最高振荡频率的2倍以上。

对于每个 $xy$ 坐标，可以得到共焦位置 $z_0$ 和最大值 $V_{xy}(z_0)$（见图9.8）。这些数据

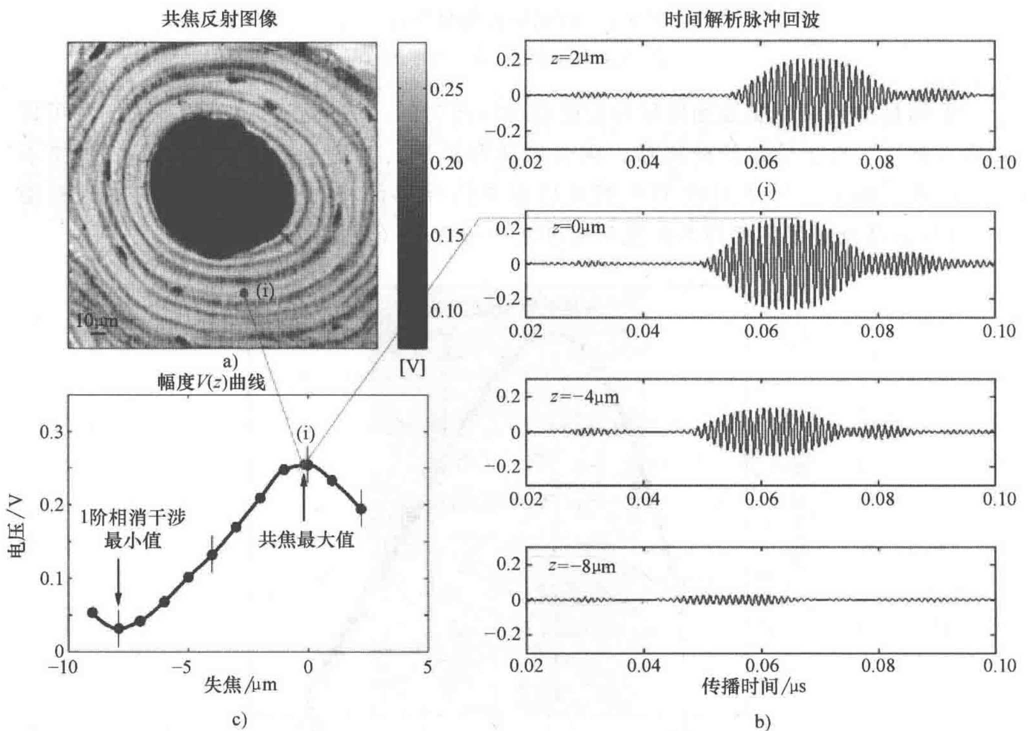



图9.8 一个包括哈弗管的骨单位的共焦反射幅度图像

a）由中心频率905MHz的时间解析系统获得的扫描图像。灰度级对应于每个 $xy$ 扫描位置的最大脉冲—回波幅度 b）显示图a）中标记为（i）的点的射频回波信号，（i）对应 $xy$ 坐标中的一个点 c）$V(z)$ 曲线。幅度检测系统仅提供信号幅度相对于失焦位置的幅度变化，这是由 $V(z)$ 曲线的特性所决定的

可用来计算得到二维表面高度形态图 $z_0$ ($x$, $y$) 和形态校正的共焦幅度映射图 $V_0$ ($x$, $y$)。此外，对于每个 $xy$ 位置还可以计算界面法向矢量，该矢量可以用于估计和校正局部弯曲倾斜[21]。

下面介绍校准。

用均匀、各向同性、非色散材料进行校准，可以将共焦反射幅度 $V_0$ ($x$, $y$) 转换为反射系数。被测材料和耦合液体的声速和质量密度可以分别通过低频置换法和阿基米德（Archimede）原理确定。对应的反射系数可以用式（9.22）计算，通过线性回归可以得到计算的反射系数 $R$ 和测量电压的关系（见图 9.9）。

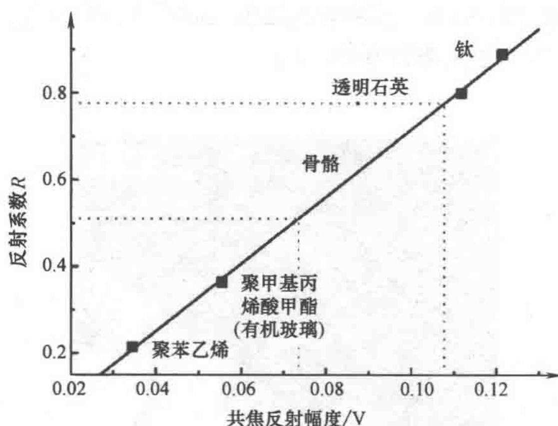



图 9.9 阻抗校准。对于均匀的参考材料，其共焦反射幅度 $V_0$ 与反射系数 $R$ 成正比。图中虚线标出了骨骼组织所对应测量值的范围

## 9.3 组织矿化、声阻抗和劲度

人们已经做了大量研究来揭示组织矿化与相关弹性特性和声学特性之间的关系。式（9.20）表明声阻抗由质量密度 $\rho$ 和表观劲度 $c$ ($\varphi$) 共同决定。从式（9.22）还可以看出，反射波幅度与声阻抗之间的关系并不是线性的。只有对于中等或较低声阻抗的材料，其声学特性的变化才比较容易测量。随着阻抗增加，反射系数将趋近于 1，共焦图像的对比度将会下降。在典型的骨骼组织声阻抗范围内（5～12Mrayl），反射系数 $R$ 的平均变化量大约为 3.3% · $Maryl^{-1}$。

骨骼包含三种基本成分：羟基磷灰石、胶原质和水，因此组织的总质量密度由下式给出：

$$\rho_{\mathrm{tissue}} = vf_{\mathrm{HA}}\rho_{\mathrm{HA}} + vf_{\mathrm{col}}\rho_{\mathrm{col}} + vf_{\mathrm{H_2O}}\rho_{\mathrm{H_2O}} \tag{9.26}$$

式中 $vf_j$——成分 $j$ 的体积占比；

$\rho_j$——该成分的密度；

HA——矿物质；

col——胶原质；

$H_2O$——水。

三种成分的质量密度分别为 $\rho_{HA}=3.0\text{g/cm}^3$，$\rho_{col}=1.41\text{g/cm}^3$，$\rho_{H_2O}=1.0\text{g/cm}^3$。矿物质的体积占比可以通过三维同步加速器辐射微机断层扫描（SR - μCT）进行评估[32]，并且通常用组织的骨矿化度（DMB）来表示：

$$DMB = vf_{HA}\rho_{HA} \tag{9.27}$$

Raum 等[11]已经证明 DMB 与质量密度之间的关系可以用一个二阶多项式来近似：

$$\rho_{tissue} = 1.12\text{g/cm}^3 + 0.73DMB - 0.033\text{cm}^3/\text{g}\cdot DMB^2 \tag{9.28}$$

从而，对 SR - μCT 和 SAM 分别测量的 DMB 和 $Z_i$ 进行位置匹配（见图 9.10），就可以通过式（9.20）确定表观弹性系数 $c$（$\varphi$）。

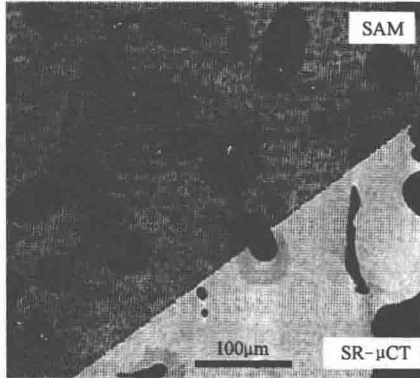



图 9.10 人类前臂原生皮质骨扫描声学显微镜（SAM）的声阻抗 $Z$ 与同步加速器辐射微机断层扫描（SR - μCT）的 DMB 相融合的图像细节。为了更好地进行说明，用一条斜线将图像划分为分别以 SAM 图像和 SR - μCT 图像作为前景的两个区域。在两种成像形式中，骨单位均呈现为深色，说明该组织比起周围的间质组织更为柔软和矿化度更低。摘自参考文献［12］

图 9.11a 显示了成人桡骨和鼠类股骨样本质量密度 $\rho$ 和表观弹性系数 $c$（$\varphi$）之间的关系。很明显弹性系数随着质量密度的增加而增大，但对于不同组织，两者之间关系存在差异。这可能是由于纤维取向、嵌入方式的不同，或者胶原组织基质的其他方面差异所导致的[12]。值得注意的是，如果绘制 $c$（$\varphi$）相对于 $Z$（$\varphi$）的函数关系，则这些差异将会变得不那么显著（见图 9.11b）。于是表观弹性系数 $c$（$\varphi$）可以用 $Z$（$\varphi$）的一个简单回归函数来近似：

$$c(\varphi) = 0.608Z(\varphi)^{1.923} \tag{9.29}$$

下面分别称 $Z$（$\varphi$）和 $c$（$\varphi$）为表观阻抗和表观劲度。

显然，为了得到杨氏（Young）模量，还需要知道更多的参数，如泊松（Poisson）比。

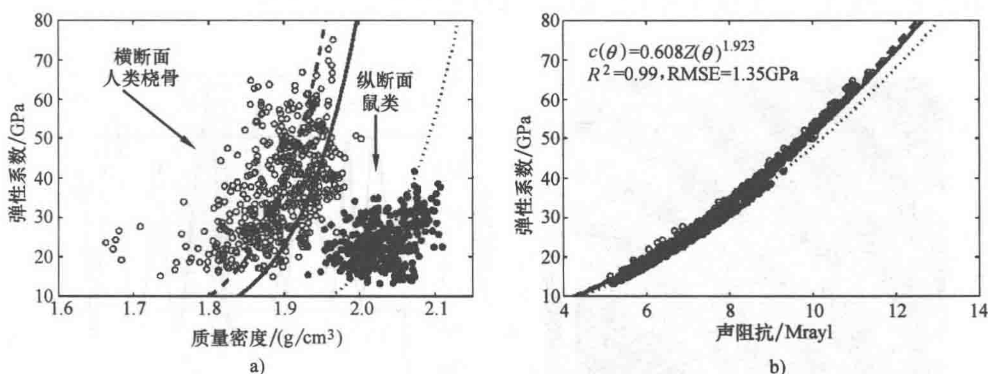



图9.11　皮质骨的声阻抗、质量密度和弹性劲度之间的关系，测试数据包括不同物种、解剖位置、测量方向和样本制备。曲线分别代表了如下形式的指数函数：$c=f(\rho)=\lambda\rho^{\alpha}$，$c=f^{*}(Z)=\mu\rho^{\beta}$，其中 $\alpha=\beta(2-\beta)^{-1}$，$\lambda=\mu^{\alpha+1}$，曲线是通过数据拟合得到的。（虚线：人类原生桡骨横断面，点状线：鼠类股骨纵断面）。摘自参考文献［33］

## 9.4　纳米级（薄层）的弹性各向异性

在吉赫兹频率范围内，通常可以观察到相邻层间声阻抗交替变化的薄层特征图案（见图9.2、图9.8和图9.12）。但是由于单根矿化纤维的直径（约为0.1μm）仍然比波长小大约一个数量级，所以仍无法分辨出单根纤维。因此，为了解读在吉赫兹范围所获取的数据，还需要进一步超微结构的模型假设。Hofmann等[34]对911MHz的SAM、纳米压痕和二维拉曼（Raman）光谱作位置匹配，从而对骨单位组织进行评估。他们发现，集中于每个骨单位内部的矿物质相对均匀，从而得到结论：用吉赫兹超声所观察到的声阻抗交替变化的图案源于矿化的胶原纤维，这些纤维排列成非对称、扭曲缠绕的夹层结构，具有比较均匀一致的横向各向同性弹性特性（$c_{33}$和$c_{11}$分别平行于和垂直于纤维长轴，$c_{33}>c_{11}$）[35,36]。按照该模型，从一层到另一层纤维束呈不断渐进式倾斜，相邻两层之间的旋转角度大约为30°（见图9.12d）。每一层由若干数量的平行纤维组成，而一个薄层单元则包括6个层，其纤维的方向从0°到180°。例如，图9.12中薄层单元的厚度可以被视为两个相邻低阻抗区之间的间距。在图9.12中，根据沿着画线方向声阻抗的振荡周期可以估计出薄层单元的平均厚度为6.9±0.1μm。我们有理由认为那些取向垂直于骨单位长轴的纤维位于局部极小值的区域（对应于$c_{11}$），而那些取向平行于骨单位长轴的纤维则位于局部极大值的区域（对应于$c_{33}$）。方向处于30°和60°的层所表现出来的声阻抗应该对应于纤维的旋转弹性系数$c$（30°）和$c$（60°）。利用横向各向同性模型可以得到其余纳米尺度系数的近似值（见表9.2）。显然，由于1.2GHz频率的空间分辨率局限在1μm左右，薄层单元中的6个各自的亚层并不能被区分出来。但是图9.12d中振荡图案的不对称形状提供了在薄层单元内部每个亚层不对称排列的证据，这也解释

了在组织结构的下一个层级（微米尺度）上组织的各向异性特性。

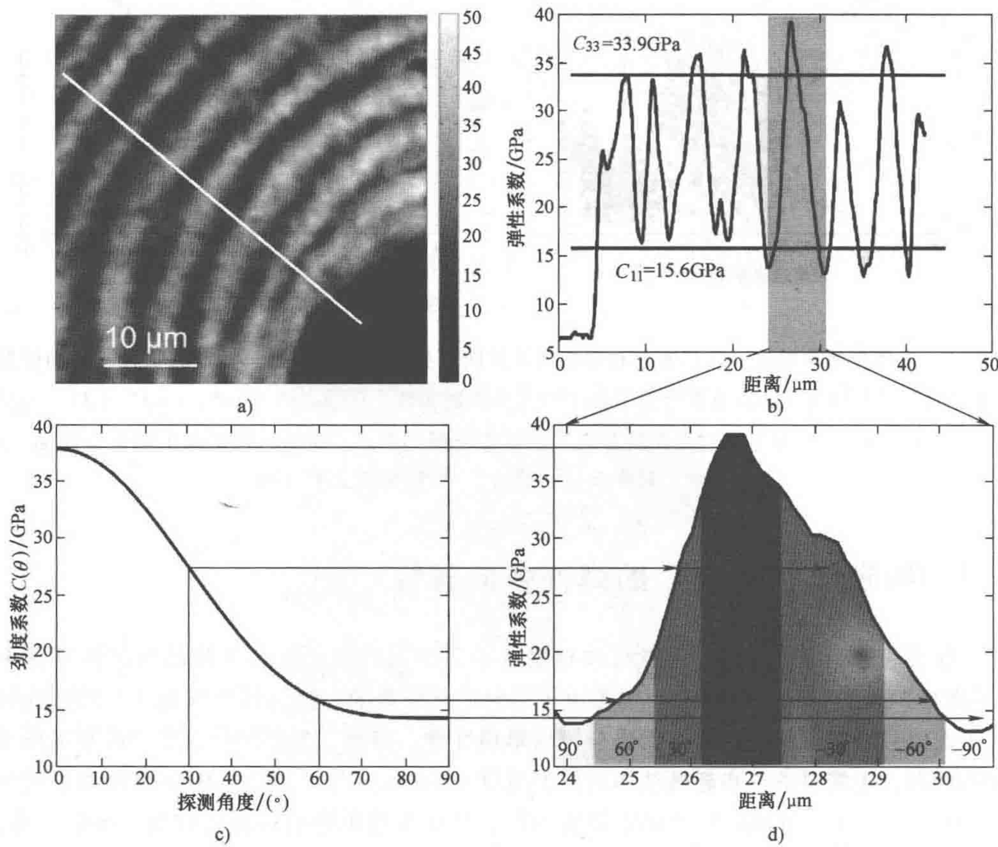



图 9.12 a）典型的骨单位薄层中弹性系数的交替变化。1.2GHz 的图像，图像平面垂直于骨单位的长轴，图中显示的是一个骨单位的 1/4，哈弗管位于图像的右下角。b）沿着图 a）中的画线所测量的弹性系数。平均极大值和极小值分别对应各自纤维的 $c_{33}$ 和 $c_{11}$。图中灰色框突出显示了一个有代表性的薄层单元。c）根据表 9.2 所估计的系数得到的 c（$\varphi$）理论值。d）一个 6 层薄层单元的示意图。不同的灰度代表不同的纤维层，它们相互平行排列、具有不同的厚度和不同的纤维取向（0°表示平行于骨单位的长轴）

**表 9.2 人类皮质骨在不同尺度下的劲度系数**（GPa）

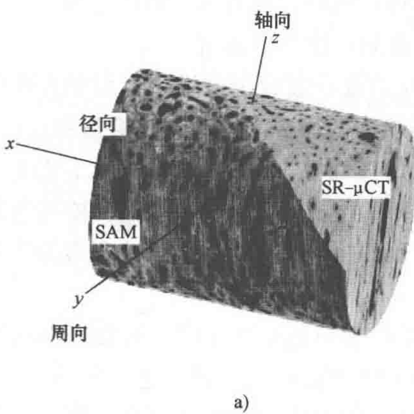
| 劲度张量 | $[C]_{\text{fibril}}$ | $[C]_{\text{osteon}}$ | $[C]_{\text{meso}}$ |
|---|---|---|---|
| 数据来源(文献) | [1] | [1] | [37] |
| 样本来源 | 人类股骨<br>骨干近端<br>1 个骨单位<br>1 例男性,63 岁 | 人类股骨干<br>56 个位置<br>骨单位和间质组织<br>1 例女性,72 岁 | 人类股骨<br>骨干中段<br>骨单位和间质组织<br>10 例女性<br>66~98 岁 |

（续）

| 劲度张量 | $[C]_{\text{fibril}}$ | $[C]_{\text{osteon}}$ | $[C]_{\text{meso}}$ |
|---|---|---|---|
| 频率 | 1.2GHz | 50MHz | 1～2.25MHz |
| $c_{11}$ | 15.6 | 23.7±1.9 | 19.3±2.2 |
| $c_{22}$ | $=c_{11}$ | $=c_{11}$ | 19.8±2.2 |
| $c_{33}$ | 33.9 | 33.0±3.0 | 29.2±3.2 |
| $c_{44}$ | 3.4 | 6.6±3.0 | 5.8±0.8 |
| $c_{55}$ | $=c_{44}$ | $=c_{44}$ | 5.6±0.8 |
| $c_{66}$ | $=(c_{11}-c_{12})/2$ | $=(c_{11}-c_{12})/2$ | 4.2±0.6 |
| $c_{12}$ | 5.2 | 9.5±1.2 | $=c_{11}-2c_{66}$ |
| $c_{13}$ | 8.8 | 10.0±1.3 | 15.3 |
| $c_{23}$ | $=c_{13}$ | $=c_{13}$ | $=c_{13}$ |

## 9.5　微米级（组织）的弹性各向异性

Lakshmanan 等[27]通过对一小段圆柱形人类股骨干皮质骨的测量得到了组织基质的弹性各向异性结果（见图 9.13）。该方法可以从 $c(\varphi)$ 直接估计 $c_{33}$、$c_{11}$ 和 $c^{*}=2(c_{13}+2c_{44})$。采用连续微观力学模型约束可以导出横向各向同性劲度张量中的其余弹性系数。对于骨单位组织，所导出的弹性系数的均值和标准差列于表 9.2，骨单位和间质组织的表观劲度的范围和随测量角度的变化如图 9.13b 所示。



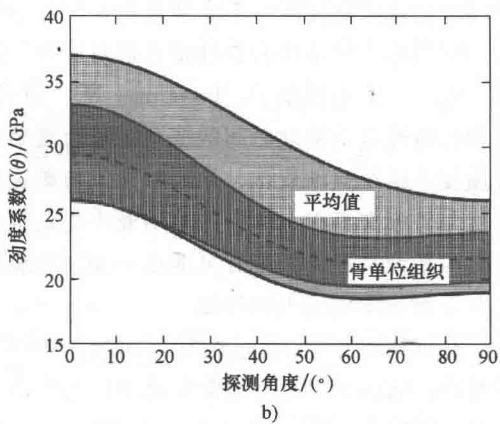




图 9.13　a）小段圆柱形人类皮质骨（股骨，直径为 4.4mm）DMB 和 $Z(\varphi)$ 的位置匹配评估 b）$c(\varphi)$ 平均值随测量角度的典型变化范围，分别给出了矿化基质整体（骨单位和间质组织）和单独骨单位组织的结果

如果已知所有独立的弹性系数，可直接把弹性系数转换为工程参数。例如，$c_{33}$ 和 $E_3$ 的转换关系为

$$E_3 = \frac{(1+v_{12})(1-v_{12}-2v_{13}v_{31})}{1-v_{12}^2} \cdot c_{33} \tag{9.30}$$

式中　$v_{12}$——横向平面（$x_1x_2$ 平面）上的泊松比；

$v_{13}=v_{23}$ 和 $v_{31}=v_{32}$——分别为纵向平面（即 $x_1x_3$ 和 $x_3x_2$ ㊀平面）上的泊松比。

在该尺度上用实验方法评测泊松比，该方法对分别通过 SAM 获得的声阻抗和通过纳米压痕法获得的印痕模量 $E_{IT}$ 进行位置匹配分析[34,38,39]。有趣的是，在所有研究中，声阻抗 $Z$ 和印痕模量 $E_{IT}$ 之间都符合得比较好，具有相当不错的相关度（$0.61 \leqslant R^2 \leqslant 0.67$）。虽然至少还存在一些无法解释的偏离不得不归咎于实验本身的问题，如来自于表面的粗糙、黏滞性、接触效应和相互匹配的体积，仍相信其很大程度上是由泊松比的变化及其方向依赖性所造成的[39]。

## 9.6 在肌肉骨骼研究中的应用

扫描声学显微镜（SAM）是目前唯一可在体外提供大尺度（厘米范围）结构和组织层级弹性特性且空间分辨率细致到微米量级的无损伤微弹性成像技术（见图 9.14）。二维阻抗图尤其适于进行动物模型的组织愈合研究。例如，Hube 等[4]用 50MHz 的 SAM 研究羊骨痂骨折分离模型，将组织结构和组织各向异性弹性特性评估结合起来预测骨折破断力（通过 4 点弯曲确定），具有很高的准确度（$R^2=0.86$，$p<0.0005$）。多元回归分析也揭示了结构和弹性基质特性对于预测破断力变化的贡献相关度分别为 37.5% 和 48.5%。这项研究的一个非常重要发现是不仅新近形成的骨痂组织，而且包括那些相邻的旧皮质组织的结构和弹性特性都对宏观上的抗骨折性能具有显著贡献。

在一个类似模型中，Preininger 等[33]研究了处于愈合过程中的皮质组织和骨痂组织中弹性特性随空间和时间的变化。最为重要的是他们的研究表明，在愈合后期的时候，骨膜皮质组织逐渐软化，从而带来了与矿化骨痂的弹性“握手”，这一点对于使得皮质外层与骨痂交界面上的应力集中最小化是至关重要的（见图 9.14）。这种从阶梯状突变转化为平滑交界的程度有可能进一步预见愈合骨骼的生物力学性能，因为很多骨折都发生在骨痂与皮质组织的界面。

在近期研究中，Rupin 等[40]通过 200MHz 的定量化阻抗成像揭示出骨骼固有的微弹性特性，这些特性在对力学负载做出响应的自适应重塑过程中显现出来。但另一方面，也有人提出在 C57BL/6J@ Ico 和 C3H/HeJ@ Ico 鼠之间基因对骨骼表型的影响反映在声阻抗上的改变（可达 13.2%）比由于 DMB 变化所引起声阻抗的改变（可达 3.8%）更为显著[13]。

㊀ 原文误为 $x_1x_2$ 平面。——译者注

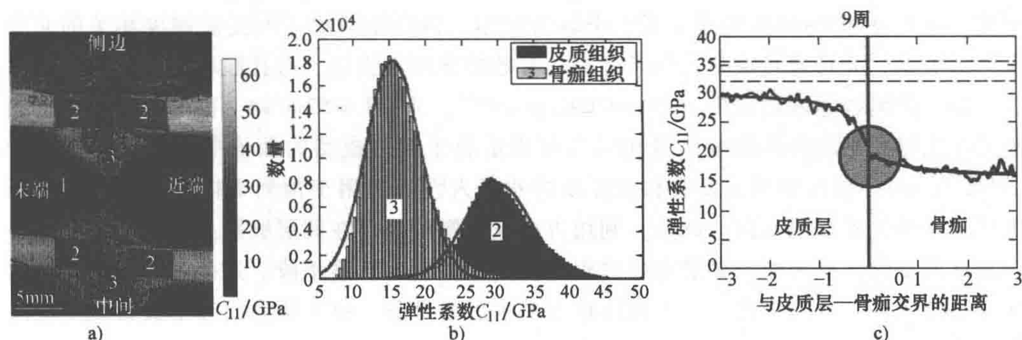



图9.14 切断羊骨接合9周后横断面劲度图，用50MHz的SAM测量。 a）叠加的彩色标记出评估的不同区域划分（1为排出了非矿化组织和嵌入物质；2为皮质组织；3为骨痂）。从a）中显示的感兴趣区域（ROIs）所获得的弹性系数$c_{11}$的柱状图表明两种组织之间存在显著差异。b）在愈合初期，弹性系数相对于骨膜皮质层—骨痂交界的变化梯度显示出明显的台阶突变（图中未示出），但在9周以后发展成为平滑的弹性过渡。c）实线和虚线标示了完好皮质组织的$c_{11}$的均值和标准差。摘自参考文献［33］

## 9.7 总结

超声为骨骼的评价提供了多种可能性。不同的声波长可以覆盖4个数量级的范围。声学参数，如声阻抗和声速，与声波所作用的材料的弹性参数有直接的联系。由于骨骼的层次结构，每一层级的弹性特性取决于其下各细分层的复合特性。皮质骨的力学功能和抗骨折性能主要由矿化胶原基质固有的弹性特性和微观孔隙结构所决定。微观孔隙结构可以通过其他成像技术在三维空间进行高度准确的评估，如微机断层扫描（μCT）。频率范围在50MHz～2GHz之间的超声技术则用于评价矿化胶原基质非均匀性和各向异性的弹性特性。由于特征结构单元的空间尺度很小，如骨单位和间质组织或具有快速变化纤维成分和方向的薄层单元，对系统的空间分辨率有很苛刻的要求。对于薄样本中的声速测量或厚样本的表面波测量都需要失焦声场，从而增加了声波照射样本的体积。因此这些方法的适用性限制在距离结构边界足够远的相对均匀的组织区域。

共焦反射幅度二维成像是一种可以在组织层级用超声研究骨骼的半定量方法。采用时间解析或幅度检测显微镜，并使用失焦校正和表面倾斜控制，就可以可靠估计共焦反射幅度。通过调整超声频率既能够实现较大视场范围内的快速扫描以获得组织基质有效弹性系数的成像，也可以利用吉赫兹范围的频率在较小的视场范围内在薄层级别上显示各向异性的组织特性。此外，高分辨率成像能力可以更精确地估计微观结构特性。

许多研究表明，在肌肉骨骼研究方面，结构和组织弹性特性相结合的评估方法很有潜力。Raum等[41]曾用50MHz阻抗图与同步辐射微机断层扫描μCT数据相结合预测用诊断超声测量（双轴传播）人类桡骨断面首达波的速度。在低至吉赫兹的频率范围，

超声在皮质骨中的传播依赖于组织各向异性的弹性特性、孔隙率和皮质的几何特性，如厚度。他们基于 SAM 数据建立了一个新的模型，该模型考虑了与皮质厚度相关的非线性色散关系，并可通过决定抗骨折性能的参数的非线性组合，即孔隙率、皮质厚度和组织阻抗，预测首达波的速度（$R^2=0.69$，$p<10^{-4}$，RMSE = 52m/s）。高分辨率声阻抗图与局部获得的平均弹性劲度张量相结合非常适合于实体模型的数值变形或声传播分析（见图 9.15）。该模型对于发展和验证新的非侵入性的适用于预测个体骨折风险的诊断工具具有至关重要的作用。此外，利用吉赫兹范围的超声在薄层级别上评估局部组织各向异性的变化，有可能为骨骼重塑过程的研究提供新的观察手段。这些过程包括骨折愈合、骨骼病理、骨骼老化、人工假体植入手术后的骨骼—植入体界面对于负载改变情况的自适应调节过程。

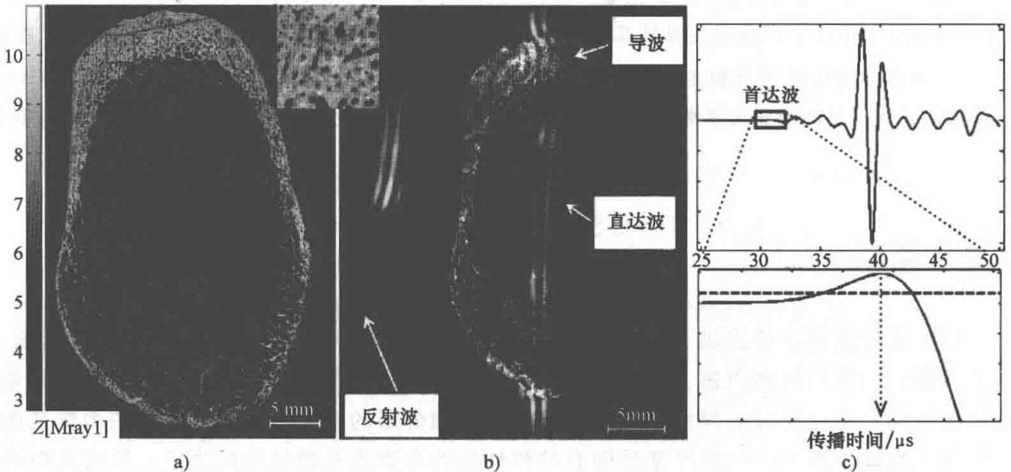



图 9.15 人股骨颈 50MHz 阻抗图

a）直接划分网格的时域有限差分法（FDTD）仿真模型 b）0.5MHz 波从前（左）到后（右）传播的快照。一部分波在皮质层反射，在小梁结构处散射，可看到两个波的传播：直达波直接通过髓管，而导波则导入皮质层传播。右侧的接收器检测这两个波 c）大多数活体检测系统分析首达波的传播时间

# 参考文献

1 Raum, K., Grimal, Q., Laugier, P., and Gerisch, A. (2011) Multiscale structure-functional modeling of lamellar bone. *Proc. Meet. Acoust.*, **9**, 1–15.

2 Weiner, S. and Wagner, H.D. (1998) The material bone: structure mechanical function relations. *Annu. Rev. Mater. Sci.*, **28**, 271–298.

3 Raum, K., Kempf, K., Hein, H.J., Schubert, J., and Maurer, P. (2007) Preservation of microelastic properties of dentin and tooth enamel *in vitro*–a scanning acoustic microscopy study. *Dent. Mater.*, **23**, 1221–1228.

4 Hube, R., Mayr, H., Hein, W., and Raum, K. (2006) Prediction of

biomechanical stability after callus distraction by high resolution scanning acoustic microscopy. *Ultrasound Med. Biol.*, **32**, 1913–1921.

5 Gupta, H.S., Stachewicz, U., Wagermaier W., Roschger, P., Wagner, H.D., and Fratzl, P. (2006) Mechanical modulation at the lamellar level in osteonal bone. *J. Mater. Res.*, **21**, 1913–1921.

6 Ashman, R.B., Cowin, S.C., Rho, J.Y., Van Buskirk, W.C., and Rice, J.C. (1984) A continuous wave technique for the measurement of the elastic properties of cortical bone. *J. Biomech.*, **17**, 349–361.

7 Bensamoun, S., Ho Ba Tho, M.C., Luu, S., Gherbezza, J.M., and de Belleval, J.F. (2004) Spatial distribution of acoustic and elastic properties of human femoral cortical bone. *J. Biomech.*, **37**, 503–510.

8 Pithioux, M., Lasaygues, P., and Chabrand, P. (2002) An alternative ultrasonic method for measuring the elastic properties of cortical bone. *J. Biomech.*, **35**, 961–968.

9 Rho, J.Y. (1996) An ultrasonic method for measuring the elastic properties of human tibial cortical and cancellous bone. *Ultrasonics*, **34**, 777–783.

10 Xu, J., Rho, J.Y., Mishra, S.R., and Fan, Z. (2003) Atomic force microscopy and nanoindentation characterization of human lamellar bone prepared by microtome sectioning and mechanical polishing technique. *J. Biomed. Mater. Res.*, **67A**, 719–726.

11 Raum, K., Cleveland, R.O., Peyrin, F., and Laugier, P. (2006) Derivation of elastic stiffness from site-matched mineral density and acoustic impedance maps. *Phys. Med. Biol.*, **51**, 747–758.

12 Raum, K., Leguerney, I., Chandelier, F., Talmant, M., Saied, A., Peyrin, F., and Laugier, P. (2006) Site-matched assessment of structural and tissue properties of cortical bone using scanning acoustic microscopy and synchrotron radiation μCT. *Phys. Med. Biol.*, **51**, 733–746.

13 Raum, K., Hofmann, T., Leguerney, I., Saied, A., Peyrin, F., Vico, L., and Laugier, P. (2007) Variations of microstructure, mineral density and tissue elasticity in B6/C3H mice. *Bone*, **41**, 1017–1024.

14 Baron, C., Talmant, M., and Laugier, P. (2007) Effect of porosity on effective diagonal stiffness coefficients (cii) and elastic anisotropy of cortical bone at 1 MHz: a finite-difference time domain study. *J. Acoust. Soc. Am.*, **122**, 1810.

15 Grimal, Q., Raum, K., Gerisch, A., and Laugier, P. (2008) Derivation of the mesoscopic elasticity tensor of cortical bone from quantitative impedance images at the micron scale. *Comput. Methods Biomech. Biomed. Eng.*, **11**, 147–157.

16 Hasegawa, K., Turner, C.H., Recker, R.R., Wu, E., and Burr, D.B. (1995) Elastic properties of osteoporotic bone measured by scanning acoustic microscopy. *Bone*, **16**, 85–90.

17 Turner, C.H., Chandran, A., and Pidaparti, R.M. (1995) The anisotropy of osteonal bone and its ultrastructural implications. *Bone*, **17**, 85–89.

18 Turner, C.H., Rho, J.Y., Takano, Y., Tsui, T.Y., and Pharr, G.M. (1999) The elastic properties of trabecular and cortical bone tissues are similar: results from two microscopic measurement techniques. *J. Biomech.*, **32**, 437–441.

19 Raum, K. (2011) Microscopic elastic properties, in *Bone Quantitative Ultrasound* (eds P. Laugier and G. Haiat), Springer Science + Business Media B.V., Dordrecht, Heidelberg, London, New York, pp. 409–440.

20 Raum, K. (2003) Ultrasonic characterization of hard tissues, in *Ultrasonic Nondestructive Evaluation: Engineering and Biological Material Characterization* (ed. T. Kundu), CRC Press, Boca Raton, FL, pp. 761–781.

21 Raum, K. (2008) Microelastic imaging of bone. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **55**, 1417–1431.

22 Peck, S.D., Rowe, J.M., and Briggs, G.A. (1989) Studies on sound and carious enamel with the quantitative acoustic microscope. *J. Dent. Res.*, **68**, 107–112.

23 Peck, S.D. and Briggs, G.A. (1986) A scanning acoustic microscope study of the small caries lesion in human enamel. *Caries Res.*, **20**, 356–360.

24 Peck, S.D. and Briggs, G.A. (1987) The caries lesion under the scanning acoustic microscope. *Adv. Dent. Res.*, **1**, 50–63.

25 Briggs, G.A. (1992) *Acoustic Microscopy*, Clarendon Press, Oxford.

26 Auld, B.A. (1990) *Acoustic Fields and Waves in Solids*, Krieger Publishing Company, Malabar, Florida.

27 Lakshmanan, S., Bodi, A., and Raum, K. (2007) Assessment of anisotropic tissue elasticity of cortical bone from high-resolution, angular acoustic measurements. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **54**, 1560–1570.

28 Jones, R.M. (1984) *Mechanics of Composite Materials*, McGraw-Hill, New York.

29 Hirsekorn, S., Pangraz, S., Weides, G., and Arnold, W. (1995) Measurement of elastic impedance with high spatial resolution using acoustic microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 745–747.

30 Hirsekorn, S., Pangraz, S., Weides, G., and Arnold, W. (1996) Erratum: Measurement of elastic impedance with high spatial resolution using acoustic microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 2138.

31 Raum, K., Jenderka, K.V., Klemenz, A., and Brandt, J. (2003) Multilayer analysis: Quantitative scanning acoustic microscopy for tissue characterization at a microscopic scale. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **50**, 507–516.

32 Nuzzo, S., Peyrin, F., Cloetens, P., Baruchel, J., and Boivin, G. (2002) Quantification of the degree of mineralization of bone in three dimensions using synchrotron radiation microtomography. *Med. Phys.*, **29**, 2672–2681.

33 Preininger, B., Checa, S., Molnar, F.L., Fratzl, P., Duda, G.N., and Raum, K. (2011) Spatial-temporal mapping of bone structural and elastic properties in a sheep model following osteotomy. *Ultrasound Med. Biol.*, **37**, 474–483.

34 Hofmann, T., Heyroth, F., Meinhard, H., Franzel, W., and Raum, K. (2006) Assessment of composition and anisotropic elastic properties of secondary osteon lamellae. *J. Biomech.*, **39**, 2284–2294.

35 Giraud-Guille, M.M. (1988) Twisted plywood architecture of collagen fibrils in human compact bone osteons. *Calcif. Tissue Int.*, **42**, 167–180.

36 Giraud-Guille, M.M., Besseau, L., and Martin, R. (2003) Liquid crystalline assemblies of collagen in bone and *in vitro* systems. *J. Biomech.*, **36**, 1571–1579.

37 Granke, M., Grimal, Q., Saied, A., Nauleau, P., Peyrin, F., and Laugier, P. (2011) Change in porosity is the major determinant of the variation of cortical bone elasticity at the millimeter scale in aged women. *Bone*, **49**, 1020–1026.

38 Rupin, F., Saied, A., Dalmas, D., Peyrin, F., Haupert, S., Barthel, E., Boivin, G., and Laugier, P. (2008) Experimental determination of Young modulus and Poisson ratio in cortical bone tissue using high resolution scanning acoustic microscopy and nanoindentation. *J. Acoust. Soc. Am.*, **123**, 3785.

39 Rupin, F., Saied, A., Dalmas, D., Peyrin, F., Haupert, S., Raum, K., Barthel, E., Boivin, G., and Laugier, P. (2009) Assessment of microelastic properties of bone using scanning acoustic microscopy: a face-to-face comparison with nanoindentation. *Jpn J. Appl. Phys.*, **48**, 07GK01.

40 Rupin, F., Bossis, D., Vico, L., Peyrin, F., Raum, K., Laugier, P., and Saied, A. (2010) Adaptive remodeling of trabecular bone core cultured in 3-D bioreactor providing cyclic loading: an acoustic microscopy study. *Ultrasound Med. Biol.*, **36**, 999–1007.

41 Raum, K., Leguerney, I., Chandelier, F., Bossy, E., Talmant, M., Saied, A., Peyrin, F., and Laugier, P. (2005) Bone microstructure and elastic tissue properties are reflected in QUS axial transmission measurements. *Ultrasound Med. Biol.*, **31**, 1225–1235.

# 第4部分　高级材料应用

## 第10章　基于后处理方法的阵列成像和缺陷特征化

### 10.1　简介

在一个单独的封装中，一个典型的声阵列包括若干个独立可寻址的压电换能器。最普通类型的阵列是线性的，它是布置在一条直线上的一行矩形阵元的一维（1D）阵列，如图10.1a所示。该类型阵列可控制上图所示的二维（2D）成像平面内的声场的发送和接收。在最简单的二维（2D）阵列中，阵元以格状形式排布，声场控制可能处于三维（3D）成像体积中。

在近数十年中，将超声阵列技术大量地应用到无损检验领域中。阵列优于单一阵元换能器驱动了上述应用的快速发展，关键优点主要体现在两个方面。首先，阵列能进行给定位置的一定范围内不同探测，这一点明显比单一阵元换能器更灵活。例如，同一阵列能产生平面、聚焦和可调整的波束，能进行更为复杂的探测，涉及多反射与模式转换的任意组合。在这方面，阵列能以标准探测配置下单阵元换能器方式布置，分别如图10.1c和图10.1d所示的直接联系模式和边界耦合模式。其次，可以利用阵列产生在每个测试位置上的详细图像。这就实现了部件内部结构的快速可视化，并以直觉方式将结果映射到工程图样上。这些优势带来了超声阵列技术在产业界的迅猛发展，并且应用范围有不断扩大的趋势。截至本书撰写的时候，已经有数以千计的阵列系统被产业界才用，在未来十年间，有阵列探测全面替代当前业界标准单阵元测量的趋势。

已经有大量的商业级阵列系统成功用于专门业界应用的范例。例如，Long等[1]和Brekow等[2]都描述了使用超声阵列检测发电行业常见后壳的压力容器的方法。Long等给出了阵列图像可以被修正为已知的各向异性，类似于奥氏体钢焊缝中发现的各向异性。所有出版物都证明：在一定角度范围内，调整阵列的波束，可以确保裂缝范围内的较好灵敏度。Lane等[3]自适应地补偿单晶体镍合金制造的航空器涡轮叶片的各向异性现象。那么，这种补偿允许聚合强聚焦的波束，并可靠地检测出各种裂缝类的缺陷。本章会涉及已知的各方面自适应成像问题，初始阵列的成像参数是未知的，这些参数的提取作为成像过程的一部分。近年来的阵列领域的出版物描述与日激增的具有挑战性的检测，如微小缺陷、复杂集合体和精确的尺寸或质地。例如，Johnston[4]已经探究利用阵列检测搅拌摩擦焊微薄的氧化掺杂物，Satyarnarayan等[5]已经证明由于疲劳导致的表面

裂缝是如何在二维空间中被精确测量的。

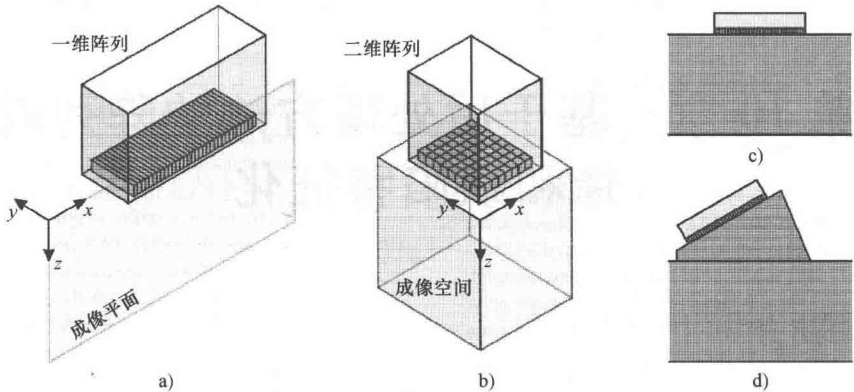



图 10.1 阵列的几何形状和通用配置的原理图

a）用于二维成像的一维阵列 b）用于三维成像的二维阵列 c）连接配置 d）边界或 immersion 耦合阵列

阵列成像和缺陷特性通常服从两个截然不同的原理中的一种：波束形成或后处理。在波束形成原理中，多个阵元几乎同时按照预先设定的延时（经常被定义为延时法则）发射波束，这样一个具有某种特性的（如振源深度及可调方向）物理超声波束在测试结构中形成。在接收端，来自于多个阵元的信号被增加延时，按照相同方式求和，构成一个简单的时域信号（被称为 A 扫描），它会导致在最终图像上形成一条线。采纳不同的延时重复该过程，例如旋转或平移该波束以产生图像中的另外的一条线。该过程会持续到一个完整的图像（一个 B 扫描）形成。在波束形成方法中，阵列直接模拟成巨型单阵元设备的工作形式。在此方法中，延时法则必须被预先定义，结果是单一的图像。如果要求一个不同的成像方法，那么整个过程必须被重复。相反地，在通常版本后处理原理中，阵列阵元是单独地发射，并且每个阵元的数据独立地采集和存储。基于此方式可以获得所有可能的发射—接收联合的满矩阵，可以具体参考满矩阵采集（FMC）[6]。为了构造一幅图像，数据矩阵被后处理，并仅存在于该后处理步骤中，必须定义此成像方法（或算法）。从某种意义上说，后处理方法将数据采集和成像分割成两个独立动作。基于所有的采样中的超声现象服从线性差分方程的假设［这是一个非常精确功率层面的假设，它被用于无损评价（NDE）］基础，FMC 数据矩阵包含所有来自于阵列的可能数据。因此，任何可想到的成像算法都能通过处理 FMC 数据矩阵的内容来得以实现。例如，基于传统的波束形成算法实现的图像可以由 FMC 数据生成，但如果图像是由物理波束形成或后处理得到数据，则是不可能被识别的[7]。

后处理方法比波束形成方法具有一些显著的优势。可以明确地认为：最重要的优势是在于来自成像的数据是独立采集的，这就意味着用于同样数据的成像算法范围较广，这些数据要么是采集后立即处理得到的，要么是采集后一段时间处理得到的数据。这在一定程度上未来的证明测量意味着，新的和改进的成像方法可以使用历史数据。从实际

角度看，在安全性要求高的应用，按此方式长期存储原始数据矩阵本身是很有竞争力的，但是可审计性显得愈加重要。第二个重要的优势是各种算法是过分地慢，与之相反的是，波束形成运行花较少或没有额外的时间用于后处理操作。最明显的例子是全聚焦方法，其中波束轮流地聚焦在图像的每个像素上，以期实现高分辨率成像[6]。由于图像上像素众多，所以波束成形可能要求与像素数目相同的投射。相反，对于后处理算法而言，在标准的桌面计算机上仅需要几分之一秒即可实现。针对满矩阵，检验数据也是可能的。例如，散射体的角度反射可辅助支撑特性描述[8-10]。阵列后处理方法的特征潜力是本章的中心议题。后处理也开拓了自适应成像技术或基于逆向建模类似方法的视野。该类算法经常会涉及计算时间，所需时间要比获取数据的时间长得多[11,12]，所以最好进行离线处理。

尽管阵列通常被看作一种获取高分辨率图像的手段，尽管已经开发了几种支持快速检测的方法，但经常是以牺牲扫描速度为代价。例如，Freemantle 等[13]和 Smith 等[14]已经描述应用于大型宇航部件的阵列扫描系统。Freemantle 等使用安装在轮子探头中阵列，进行整个部件的快速扫描，而 Smith 等的设备使用了有限的水柱，被安装在一个更传统的扫描系统中。上述两种情况中，阵列均被用于产生预定义的波束，进行垂直扫描以获得 c 扫描类型图像。最后，任何阵列检测的速度受限于给定位置上所必须传输周期的数目。经常地，通常的电子是能够非常快速地重复，但最大可用的扫描速度受制于超声波在样品中的衰减时间，因为它决定了传输周期间的最小时间。例如，Verkooijen 和 Boulavinov[15]使用单一同步发射，所有的阵元并行接收，然后利用合成孔径聚焦技术进行数据的后处理以重构一幅图像。Moreau 等[16]使用 2 个或 4 个换能器，目的是补偿使用有效孔径后处理缺失的数据。不可回避的是，两种方法都会涉及速度和分辨率均衡的问题，因此它们不适合要求最高可能分辨率的应用。

当前大部分的阵列应用和研究涉及一维阵列产生二维图像。其原因具有历史特性，这是基于每个通道阵列及其控制器的高昂成本。然而，利用二维阵列进行三维成像可能是当前阵列开发的最快的拓展方向。考虑到可视化和特性化[17,18]，益处是显而易见的，所以该趋势将会持续下去似乎是合情合理的。基于此原因，在本章中可以预计将来和当前的几个二维阵列技术应用。

因为可选的阵列几何形状和检测形式的范围极大，建模对于 NDE 阵列使用是至关重要的。一般来说，选择合适的阵列获得一个要求的性能指标是非常具有挑战性的。此处的性能指标要求可能包括最小可检测瑕疵尺寸、瑕疵尺寸精度、最大可调角度、穿透深度、探测角度范围、每个位置的检测空间，或者检测速度等诸多指标。超声阵列数据建模因而在 10.2 节中被细致地加以描述。在 10.3 节中，关键成像算法按照一维阵列进行描述。该节对算法的性能和计算负载进行了比较。10.4 节考察了关于二维成像的专门需要考虑的问题，其中最重要的是在二维孔径内如何布置阵元。在 10.3 和 10.4 节中该类型的线性成像算法被用于检测，但是不能特征化在波长的缺陷，因为衍射的限制。为了特性化并测量衍射极限下的瑕疵，需要更高级的技术。一种方法是基于来自超声阵列数据的所谓的散射矩阵。散射矩阵对所有可用的超声信息进行编码，进行提取的技术

是 10.5 节的关键问题。一旦抽取完成，扫描矩阵必需被探测以推演关于缺陷的明显信息，如它的形状、角度和尺寸。这是 10.6 节涵盖的内容。最后，10.7 节给出了一些关于 NDE 中阵列未来用途的结论性评价。

# 10.2 建模阵列数据

## 10.2.1 简介

一个超声阵列捆绑一个待检测组件，直接或间接地通过中间耦合媒介产生一簇时域信号或时间轨迹。对于含有已知缺陷的特殊组件，这些时间轨迹的分析建模或数字化仿真定义了前向问题；从来自于组件内部的时间轨迹恢复出信息是逆向问题。本节涉及两种方法描述前向建模问题。首先是基于直觉射线轨迹方法，其次是基于更为公式化的数学描述弹性动力学散射问题。

前向模型的公式化本身揭示了逆向问题的演变，增强了对阵列相关物理现象的理解。由于这些原因，本节里的两种阵列数据的建模方法不应该被简单地看作数字化模拟数据达到相同结果的相互替代方法；它们应该也被看作全面洞悉整个过程的补充工具。整体来看，本章使用了接触检测几何关系作为实例，具体如图 10.2 所示。其中 5MHz 作为中心频率，32 阵元的阵列有在 10mm 厚度铝板上的 0.63mm 阵元焦油。在金属板中心的正下方是直径为 2mm 圆柱洞状（也就是侧壁钻孔）的参考反射器。几何学上是二维的，一维线性阵列是假定的。这意味着：散射器和阵元被假设在三维上是无限的。然而，所有结果能很容易地拓展到三维系统。

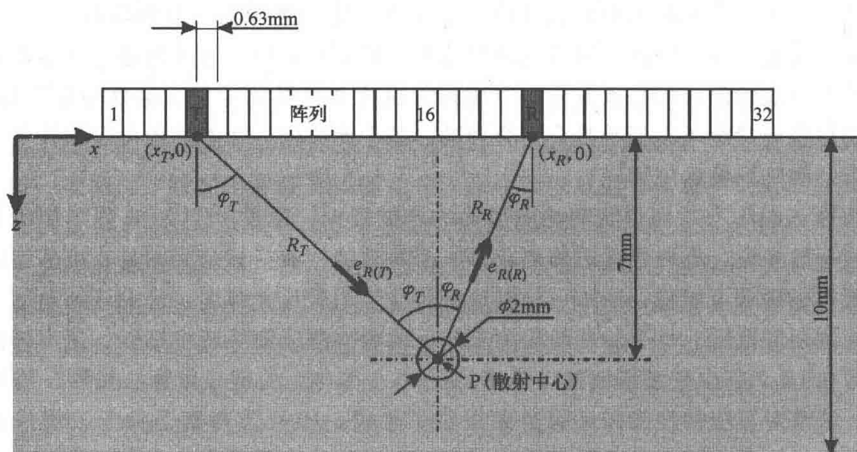



图 10.2 用于模拟实例的接触配置的几何关系。该材料假设是铝的（杨氏模量为 70GPa，泊松比为 1:3，密度为 2700kg/m$^3$）

### 10.2.2　超声阵列数据的射线描述

在射线描述中，超声是按照专门射线路径在发射阵元和接收阵元之间传播，而不是所想的完全弹性动力学波动场。阵列数据的射线描述有几点优点，至少在直觉方面是这样的。它直接导出等价的成像算法，如 10.3.2 节中描述的全聚焦方法（TFM）。也是最具效率超声阵列数据的数字模拟的基础。

在阵列里，在一个阵元已经发出一个脉冲后，一个给定接收阵元记录的整个信号是沿着所有从发射阵元到接收阵元的放射路径上所有信号的叠加。从实际情况出发，无数的可能考虑的放射路径被所关注的到达时间框限制成有限数目。在数字化模拟中，所考虑的射线数目可能进一步受限，其目的不止在于减少计算负载，也有助于理解不同信号路径是如何影响最终一个阵列获取的超声成像的不同特性。

**1. 确定放射路径**

使用射线建模超声阵列数据的第一部分是标识一对发射—接收阵元对之间的可能放射路径。一个阵元或者被看作一点源，或者可以从任意方向接收射线。在匀质材料中，射线能够按照直线传播；在非匀质材料中，会发生一些散射，这样会见一条射线分成多个射线。因此，每个放射路径是一个连续的从发射端到接收端的连续折线，其中可能包含一个或多个直线段，它们不会在任何射线与散射体相碰之前发生方向的改变。作为演示实例，图 10.3a 给出了图 10.2 中的简单接触配置的 4 条纵向（L）射线路径。在图 10.3a 中，T 是发射阵元，R 是接收阵元，P 是类似于缺陷的微小散射点，而 W 是部件的后墙。射线路径 1 和 2 分别是直接从 P 到 W 的反射。射线路径 3 和 4 是二次散射路径，这些散射路径会带来破坏性的干涉现象，会给随后成像造成 P 和 W 的“阴影”。值得一提的是：这 4 条路径不能涵盖所有物理可观察的信号，只是关注的时间窗口 S 消除了其他信号，波动路径仍旧没有被考虑。

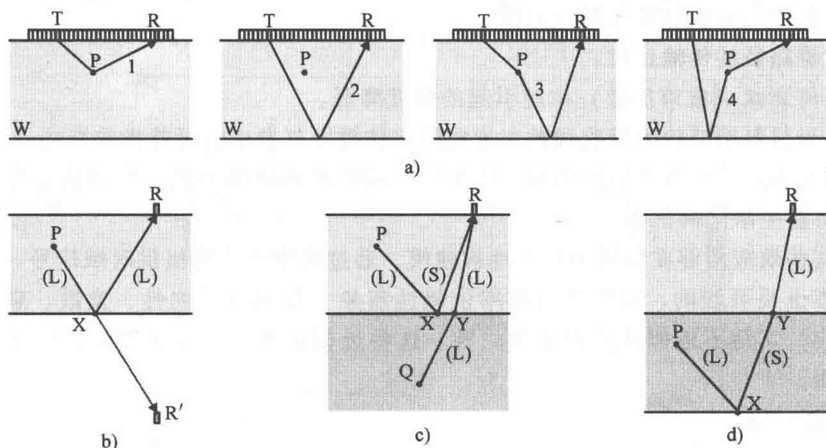



图 10.3

a）图 10.2 中的简单接触阵列配置的纵向模式发射路径　b）两已知点间的无模式转换的反射式射线路径；c）在不同传输介质交界处有模式转换的反射式射线路径　d）涉及多个媒介界面的射线路径

当计算物理射线路径时，识别出几何上大散射体和小散射体是必要的。大散射体有较大的样本后墙，是超声波包空间尺寸的若干倍。结果是，对于入射的射线，不连续性在空间上是无限的，散射射线或射线按照斯涅尔定律在某一方向是直线。因此，对于尺寸与入射波包尺寸相比拟的散射体来说，衍射效应显得更显著，从射线轨迹跟踪角度看，应该假设射线可能从任何方向离开散射体。这意味着：仅当散射体具有较小尺寸时，射线轨迹才是一系列从起点到终点的直线段（也就是发射阵元、接收阵元位置和散射体位置）。在图 10.3a 中，第一条射线路径的开始两段属于该类型。在另一方面，对于大散射体来说，散射路径不是预定的，必须经过计算，显现出较大的难度。在两个给定点间的射线段的平面上，考虑到反射和传播。如果被关注的射线受到没有模式转换的反射，那么反射点 X 计算是个普通的三角几何学问题。在图 10.3b 所示的例子中，一个端点（此情况下的接收器 R）在反射器中被镜像构成其虚拟的接收器 R′，在 P 和 R′画出来的直线定义了射线路径。然而，如果被关注的射线受到反射中的模式转换，或者如果发生了折射，相互作用点的计算涉及四次方程（已经超出斯涅耳定律的应用范围）。图 10.3c 指示了上述情况。如果在起点和终点之间有大量的散射体相互影响，相互作用点和由此产生的射线路径的计算需要迭代方法。发生此情况的实际情况是某些类型的浸没测试，如图 10.3d 所示。从缺陷 P 点散射的纵向波在后墙 X 点反射而发生了模式转换，变成了剪波。这些剪波自身又模式转换成纵向波，然后在 Y 点折射进入相邻的流体中，最后在 R 点接收。在此情况下，确定 X 和 Y 的位置必须使用迭代方法，以确定完整的射线路径。

**2. 预测射线路径上的信号**

在确定一条射线从发射阵元到接收阵元之间的完整路径后，预测相应的接收信号是必要的。假设从发射阵元注入样本的信号是已知的。在预测接收端的信号时，需要考虑的影响因素如下：

1）发射阵元和接收阵元的方向性。

2）沿着路径的传输延时。

3）几何衰减（波束扩散）效应引起的幅度降低。

4）由于材料微结构的吸收和散射导致随着传播距离发生的可能指数衰减。

5）由于不连续特性对射线的相互作用导致幅值和相位的变化，例如从多个边界的反射和来自多个缺陷的散射。

所有这些效应能够在频域中严密地被建模，通过傅里叶变换提供时域信号。在时域内完整建模也是可能的，但是随着频率依赖性现象（如阵元方向性、发散、衰减、一些散射效应）不得不近似认为频率独立性。这些近似计算有些显著效应，如下面的实例进行证明。

**3. 简单实例**

通过考虑沿着图 10.3a 所示的第一条路径的信号模拟来证明射线模拟的基本特性，可以使用时域和频域的表达式。起点是注入样品中的时域信号 $u_0(t)$，其频域信号等价为 $U_0(\omega)$。令 $R_T$ 为 T 和 P 两点之间的射线路径线段，令 $R_R$ 为 P 和 R 两点之间的射线

路径线段。另外，$e_{R(T)}$和$e_{R(R)}$是沿着这些射线路径上线段的单位矢量，如图10.2所示。整个传播距离是$R_T+R_R$，在频域中表现为$\omega\tau$的延时，其中$\tau=(R_T+R_R)/v$，而$v$等于波速。沿着第一段，波束从空间上被扩散成两个，结果证明幅值的损失与$R_T$的平方根成正比。由于P点处散射体较小，存在着散射信号的二次衰减，并且是与第二段射线上的$R_R$的平方根成正比。发射和接收阵元的方向性可以表达为阵元处射线路径的线段方向和频率的函数$f_T$。这些情况改变了接收信号的幅值。沿着射线路径，由于缺陷本身带来的散射会改变信号传播的幅值。这可描述为所谓的散射矩阵$S$，它是缺陷处入射方向、散射方向和频率的函数。从概念上看，对于单位幅值平面波从$e_{R(T)}$方向入射在散射体上，散射矩阵提供了散射波的幅值和相位，散射波存在于散射体的远场条件下，并且作为散射方向$e_{R(R)}$函数。因此，在频域中，沿着传播射线路径上的接收信号的确切表达式为

$$G(\omega)=AU_0(\omega)f_T(e_{R(T)}\omega)S(e_{R(T)},e_{R(R)},\omega)f_T(e_{R(R)},\omega)\frac{\exp(-i\omega\tau)}{\sqrt{R_TR_R}} \tag{10.1}$$

式中 $A$——常量。

等价近似时域表达式为

$$g(t)=Au_0(t-\tau)\frac{f_T(e_{R(T)},\omega_c)S(e_{R(T)},e_{R(R)},\omega_c)f_T(e_{R(R)},\omega_c)}{\sqrt{R_TR_R}} \tag{10.2}$$

式中 $\omega_c$——信号的标称中心频率。

注意：在时域模型中丢失的重要信息是$S$随着频率发生的相位变化。对于大于波长的散射体来说，它是$S$随频率的相位梯度，该相位梯度译码为从散射体的近边即到即反射回来信号的实际情况，并且假设反射来自于散射体的中心。因此，尽管来自一个“巨大”散射体的信号幅值可能使用方程（10.2）得到合理精度的预测，它们到达时间不是如此。这可以从图10.4a和图10.4b中的时间轨迹实例看得出来，其中在时域中预测出来的来自于散射体的反射信号出现在应该出现的时间之后。

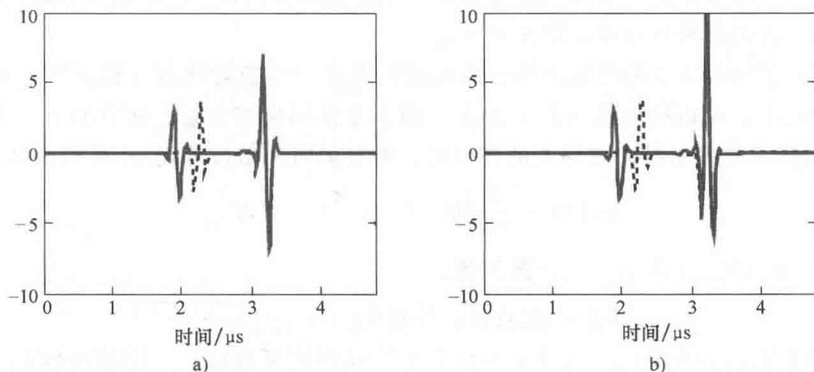



图10.4 图10.2中所示实例的阵元16发射和接收的仿真信号实例，包含了时域（虚线表示）和频域（实线表示）的仿真信号

a）忽略了二次散射 b）包含二次散射

其他路径上的贡献能按相似的方式开发。需要注意的重要一点是：如果在 W 处存在反射，那么此处就不会有二次波速扩散。因此，与路径长度为 $r_1$ 和 $r_2$ 的两条路径波速扩散的定义是 $\sqrt{r_1 + r_2}$ 而不是 $\sqrt{r_1 r_2}$，因为在此情况下散射发生在射线路径 1 的缺陷上。

射线路径 3 和 4 贡献的内在效应是显著地调整后墙信号，通过对比图 10.4a 和图 b 可以看出这一点。

### 10.2.3　超声阵列数据的数学模型

在本节中，使用同样实例构建超声发送—接收阵列数据的弹性动力学模型。该类模型始于单个阵元。有许多对阵元输出建模的技术方法，如有限元分析（见参考文献［19］的实例）和惠更斯原理（见参考文献［20］的实例）。有限元分析能被用于建模阵元内的弹性机械学效应和超声进入周围媒介的传播。例如，Roberton 等[21]使用有限元建立压电复合阵元电压与其在周围媒介中位移之间的关系。该建模方法是非常耗时的，但是可借助它对复杂的几何体[22]、近场效应、阵元之间串音[23]等细节信息进行建模。

在惠更斯原理方法中，换能器的输出描述成表达换能器表面的点源（对于三维模型）或线源（对于二维模型）之和。惠更斯原理只是对阵元（或换能器）的机械方面进行建模，所以整个阵元上的压力分布必须作为一个前提已知。

任何时域信号 $u(t)$ 都可以表达为谱分量 $u(\omega)$ 的线性组合：

$$u(t) = \frac{1}{2\pi}\int u(\omega)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}\mathrm{d}\omega \tag{10.3}$$

在本节中，该模型以频域的形式来推导，因此时谐波长被考虑。作为一个通常的操作管理，由于简洁原因忽略了因子 $\exp(\mathrm{i}\omega t)$。

为了简化，再次考虑图 10.2 所示的二维实例。笛卡尔坐标轴 $(x,z)$ 是利用 $z$ 轴垂直于平面的半空间定义的。发射机单元是由适用于自由表面的 $z = 0$ 的时间谐波负载 $q$ 所建模得到，在此接触区的中心是 $x = x_T$。

与基于射线的方法相比较，只有纵向波被考虑，尽管射线方法也能扩展包含 S 波。在 L 波情况下，可以使用标（量）势$\phi$，而不是使用位移矢量，所以有 $\boldsymbol{u} = \nabla\phi$。利用积分变换法[24]并采用纵向波相关的部分解，推导的时间谐波势场 $\varphi_T$ 可以表达为

$$\varphi_T(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{2\pi}\int \Phi_T(k_{x(T)}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_{(T)}\cdot(r-r_{(T)})}\mathrm{d}k_{x(T)} \tag{10.4}$$

式中　$\boldsymbol{k}_{(T)} = \{k_{x(T)},\ k_{z(T)}\}$ ——波矢量；

$k$ ——波数目，并且 $k_{z(T)} = \sqrt{(k_2 - k_{x(T)}^2)}$。

按照 $\mathrm{Re}k_{z(T)} \geqslant 0, \mathrm{Im}k_{z(T)} \leqslant 0, \omega > 0$ 条件[24]选择在复数域 $k_{x(T)}$ 中的函数 $k_{z(T)}$ 的分支。函数 $\Phi_T(k_{x(T)})$ 是励磁场和 $\boldsymbol{r} = \{x,z\}^T, \boldsymbol{r}_{(T)} = \{x_T,0\}$ 的角度谱。

在发射阵元的远场条件 $k|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_{(T)}| \gg 1$ 时，可以固定相位方法计算使用积分式 (10.4)。使用发射阵元中心作为原点定义局部极坐标系统 $R_T$、$\varphi_T$ 如图 10.2 所示。推导

出的位移 $\boldsymbol{u}_{\mathrm{T}}$ 远场表达式为

$$\boldsymbol{u}_{\mathrm{T}} = \boldsymbol{e}_{\mathrm{R(T)}} f_{\mathrm{T}}(\varphi_{\mathrm{T}},\omega)\sqrt{\frac{\lambda}{R_{\mathrm{T}}}}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kR_{\mathrm{T}}}, \boldsymbol{e}_{\mathrm{R(T)}} = \{\sin\phi_{\mathrm{T}}, \cos\phi_{\mathrm{T}}\}^{\mathrm{T}} \tag{10.5}$$

式中　$\lambda = 2\pi/k$ ——波长。

发射阵元的方向函数 $f_{\mathrm{T}}$ 的表达式为

$$f_{\mathrm{T}}(\phi_{\mathrm{T}},\omega) = \frac{1}{2\pi}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\pi/4}k^2\cos(\phi_{\mathrm{T}})\Phi_{\mathrm{T}}(k\sin\phi_{\mathrm{T}}) \tag{10.6}$$

在单位线路负载 $\boldsymbol{q} = \{0,1\}\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})$ 作为曲面法线的特殊情况下，函数 $\Phi_{\mathrm{T}}$ 为(Glushkov 等给出[24])

$$\Phi_{\mathrm{T}}(k_x) = -\frac{k_{\mathrm{S}}^2 - 2k_x^2}{\mu[(k_{\mathrm{S}}^2 - 2k_x^2)^2 + 4k_x^2 k_z k_{\mathrm{S},z}]} \tag{10.7}$$

式中　$\mu$ ——剪切拉梅弹性常数；

$k_{\mathrm{S}}$ ——剪切波的波数，并且 $k_{\mathrm{S},z} = \sqrt{k_{\mathrm{S}}^2 - k_x^2}$。

在此情况下，式（10.6）的方向函数与 Miller 和 Pursey[25]得到的结果相符。在有限宽度阵元情况下，点源的波场（10.5）一定是整个沿着阵元宽度的。因此，有限宽度源的远场方向函数可以通过点源方向表达式（10.6）和（10.7）乘以 $D(\varphi_{\mathrm{T}},\omega) = \mathrm{sinc}\left[\frac{1}{2}ka\sin(\varphi_{\mathrm{T}})\right]$ 得出，其中 $a$ 是阵元宽度[7]。

来自于任何发射机阵元的波场能传播到材料，并且与散射体相互作用。每个散射体作为一个二级源，可以产生散射波场。可利用力分布对该二级源进行建模，该分布可用于散射体占据的面积内。

假设散射体位于半空间 $z \geqslant z_{\min} > 0$ 中，并且占据 $\boldsymbol{r}_0 = \{x_0, z_0\}$ 的邻近处。令碰到散射体的波表达式为 $\exp[-\mathrm{i}k_{(\mathrm{T})}(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0)]$ 的平面波。散射体的响应能够通过力分布 $f(\boldsymbol{k}_{(\mathrm{T})}, \boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0)$ 描述。然后，散射波场能通过格林函数和函数 $f$ 的卷积给出。利用完整的格林函数表达式[26]和部分的纵波相关解，$z \leqslant z_{\min}$ 区域的散射波场表示为

$$\varphi_{\mathrm{SC}}(k_{x(\mathrm{T})},\boldsymbol{r}) = \frac{1}{2\pi}\int k_{z(\mathrm{R})}^{-1}\Phi_{\mathrm{SC}}(k_{x(\mathrm{T})},k_{x(\mathrm{R})})\mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_{(\mathrm{R})}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0)}\mathrm{d}k_{x(\mathrm{R})} \tag{10.8}$$

式中　$\boldsymbol{k}_{(\mathrm{R})} = \{k_{\mathrm{R}}, -k_{z(\mathrm{R})}\}_{\mathrm{T}}$ ——波矢量，$k_{z(\mathrm{R})} = \sqrt{k^2 - k_{x(\mathrm{R})}^2}$。

函数 $\Phi_{\mathrm{SC}}(k_{x(\mathrm{T})},k_{x(\mathrm{R})})$ 由下式给出：

$$\Phi_{\mathrm{SC}}(k_{x(\mathrm{T})},k_{x(\mathrm{R})}) = \frac{1}{2\rho\omega^2}\int \boldsymbol{k}_{(\mathrm{R})}\cdot f(\boldsymbol{k}_{(\mathrm{T})},\boldsymbol{r}')\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_{(\mathrm{R})}r'}\mathrm{d}\boldsymbol{r}' \tag{10.9}$$

式中　$\rho$ ——材料密度。

在反射体的远场中，有条件 $k|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0| \gg 1$ 成立，积分式（10.9）能通过固定相位方法计算。令局部极坐标系 $R_{\mathrm{R}}$、$\varphi_{\mathrm{R}}$ 通过接收机阵元中心为原点，如图 10.2 所示。那么散射场的远场表达式为

$$\boldsymbol{u}_{\mathrm{SC}} = \boldsymbol{e}_{\mathrm{R(R)}}S(\boldsymbol{e}_{k(\mathrm{T})},\boldsymbol{e}_{\mathrm{R(R)}},\omega)\sqrt{\frac{\lambda}{R_{\mathrm{R}}}}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kR_{\mathrm{R}}}, \boldsymbol{e}_{k(\mathrm{T})} = \frac{\boldsymbol{k}_{(\mathrm{T})}}{k}, \boldsymbol{e}_{\mathrm{R(R)}} = -\{\sin\phi_{\mathrm{R}}, \cos\phi_{\mathrm{R}}\}^{\mathrm{T}} \tag{10.10}$$

函数 $S$ 是散射器的散射矩阵，与函数 $\Phi_{SC}$ 的关系为

$$S(\boldsymbol{e}_{k(T)},\boldsymbol{e}_{R(R)},\omega) = \frac{1}{2\pi}e^{-i\pi/4}k\Phi_{SC}(k_{x(T)}, -k\sin\phi_R) \tag{10.11}$$

传播回来的散射波被 $\boldsymbol{r}_{(R)} = \{x_R, 0\}$ 点处换能器阵元检测到。作为接收机的换能器动作，可利用 Auld[27,28]的机电互易定理加以定义。因此，$\boldsymbol{r}_{(R)}$处接收机阵元（并且在 $\boldsymbol{r}_{(T)}$时为发射机阵元）测量到信号 $g(\omega,x_T,x_R)$ 能被表达为

$$g(\omega,x_T,x_R) = \frac{i\omega}{4P}\int_C(\boldsymbol{t}_{1n}\cdot\boldsymbol{u}_2 - \boldsymbol{t}_{2n}\cdot\boldsymbol{u}_1)dS \tag{10.12}$$

式中 $C$——散射体的任意轮廓封闭区域；

$\boldsymbol{u}$——位移矢量；

$\boldsymbol{t}_n$——封闭区域的法向压力；

$P$——与发射机电信号[27]幅值平方成正比的量；

下标 1——散射体出现时发射机阵元产生的波场；

下标 2——没有散射体时的接收机阵元所产生的波场。

最后，检测到的信号能表示为[29]

$$g(\omega,x_T,x_R) = \frac{1}{4\pi^2}\iint G(\omega,k_{x(T)},k_{x(R)})e^{-i(k_{x(T)}x_T+k_{x(R)}x_R)}dk_{x(T)}dk_{x(R)} \tag{10.13}$$

或者替代为 $(k_{x(T)},k_{x(R)})$ 域中的表达式为

$$\begin{aligned}&G(\omega,k_{x(T)},k_{x(R)})\\&= ik^3\Phi_0(\omega)\Phi_T(-k_{x(T)})\Phi_{SC}(-k_{x(T)},k_{x(R)})\Phi_T(-k_{x(R)})e^{i(k_{z(T)}+k_{z(R)})z_0}e^{-i(k_{z(T)}+k_{z(R)})z_0}\end{aligned} \tag{10.14}$$

式中 $\Phi_0 = \rho v^3kU_0(\omega)/(4P)$

如果发射机和接收机在散射体的近场内，即有 $kR_T \gg 1, kR_R \gg 1$，那么积分 (10.13) 可通过固定相位方法计算，发射—接收信号 $G$ 能被表达为

$$G(\omega) = \Phi_0(\omega)f_T(\boldsymbol{e}_{R(T)},\omega)S(\boldsymbol{e}_{R(T)},\boldsymbol{e}_{R(R)},\omega)f_T(\boldsymbol{e}_{R(R)},\omega)e^{-ik(R_T+R_R)}\left(\frac{4\pi^2\lambda^2}{R_TR_R}\right)^n c \tag{10.15}$$

这里单位矢量 $\boldsymbol{e}_{R(T)} = (\boldsymbol{r}_0-\boldsymbol{r}_{(T)})/R_T$ 和 $\boldsymbol{e}_{R(R)} = (\boldsymbol{r}_{(R)}-\boldsymbol{r}_0)/R_R$ 分别定义了入射和发散的方向，系数 $c = \exp(-i\pi/4)$。对于二维情况，$n = \frac{1}{2}$；对于三维情况，$c = i/k, n = 1$。可以看出：这与式（10.1）完全相同。直觉的射线理论结果可以从严格弹性动力学分析中推导得到。然而，可以清楚知道：必要的假设保证其可用性。

## 10.3 一维阵列成像方法

在本节中，假设所有来自阵列的可能数据都是可用的，并且阵列是按空间完全采样的。在时间和空间上，使用连续函数比使用离散数据更为确切方便。因此，这里使用函

数 $g(t,x_{\mathrm{T}},x_{\mathrm{R}})$ 描述来自于阵列的时域数据。图像处理的目标是将该函数映射到二维图像上，从某种意义上说，这代表着采样中位置函数的超声反射。在随后的章节中，将讨论映射的各种机制，讨论的起点是经典的波束形成。

### 10.3.1　后处理中的经典波束形成成像方法

在什么是在波束形成中的最简单成像的激辩中，在完整阵列中的包括阵元子集的活动孔径被平移过整个阵列孔径以产生 B 扫描。在每个位置处，在活动孔径内的阵元被同时开启，完整过程因此模拟了一个在样本表面扫描的未聚焦的换能器。作为一个用于阵列数据的全矩阵的后处理操作，结果能被表达为

$$I(x,z) = \iint B(x_{\mathrm{T}}-x)B(x_{\mathrm{R}}-x)g\left(\frac{2z}{v},x_{\mathrm{T}},x_{\mathrm{R}}\right)\mathrm{d}x_{\mathrm{T}}\mathrm{d}x_{\mathrm{R}} \tag{10.16}$$

其中孔径函数 $B$ 被定义为

$$B(\chi) = \begin{cases} 1, & |\chi| \leqslant L/2 \\ 0, & |\chi| > L/2 \end{cases} \tag{10.17}$$

式中　$L$——孔径尺寸。

其他经典的波束形成算法的类似表达式能被相对容易地获得，在其他参考文献中会详细地描述[7]。

图 10.5 给出了图 10.2 所示配置的模拟数据生成的 B 扫描处理的应用实例，包含模拟数据中有或没有二次散射信号的情况。包含二次散射信号的效果是非常明显的，没包含二次散射信号的是无法观察到后墙信号上的阴影化的伪影。再者，在图 10.5a 中，通过来自于侧壁钻孔的近侧反射的不正确空间位置可以看出时域模拟的缺点。

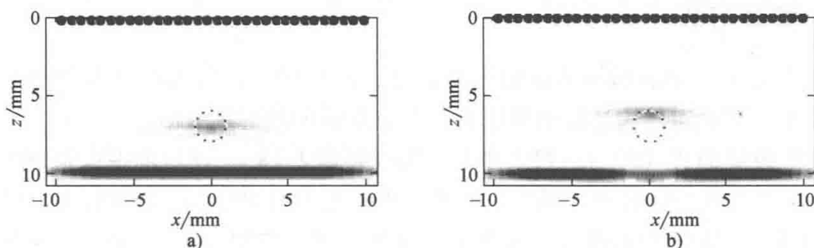



图 10.5　图 10.2 所示配置的模拟数据生成的 B 扫描图像

a）使用时域模拟数据并忽略二次散射　b）使用频域模拟数据并包括二次散射。

在每幅图像中，比例是线性的，并对峰值幅度进行归一化处理

### 10.3.2　全聚焦方法

全聚焦方法的概念是简单而直观的：整个阵列聚焦在发射和接收的每个图像点上。非常有效的表达式为

$$I(x,z) = \iint g\left(\frac{R_{\mathrm{T}}+R_{\mathrm{R}}}{v},x_{\mathrm{T}},x_{\mathrm{R}}\right)\mathrm{d}x_{\mathrm{T}}\mathrm{d}x_{\mathrm{R}} \tag{10.18}$$

在 TFM 中，信号 $g(t)$ 被映射成传播距离 $r$ 的函数，有关系式 $r = vt$ 。这是一个简单的反向传播操作。对于发射—接收信号 $g(t,x_T,x_R)$ ，传播距离等于发射机与接收机到成像点距离之和，即 $R_T + R_R$ 。通过比较阵列模拟数据（10.2）的时域表达式，效果的原因是非常清晰的：TFM 颠倒了每个像素位置上散射点所导致的延时。

图 10.6 给出了图 10.2 所示配置的模拟数据生成的 TFM 处理的应用实例。包含忽略的散射信号的效应以及时域仿真的缺陷是非常明显的。B 扫描和 TFM 对比结果来自于图 10.5b 和图 10.6b 所示的正确模拟的数据，对比结果显示来自于后者的侧壁钻孔的幅值是比较高的。另外可以看出：与同样的 B 扫描相比，TFM 图像中的来自于孔的信号形状与邻近孔的轮廓是更匹配的。

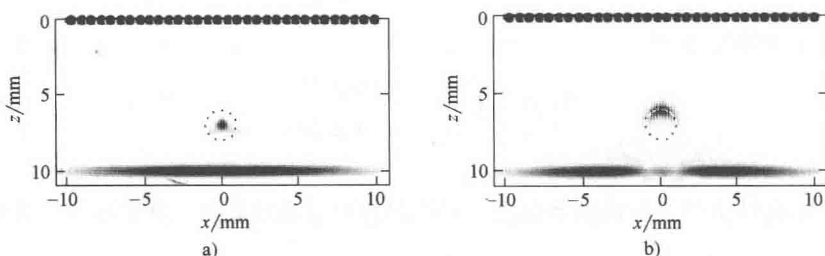



图 10.6　图 10.2 所示 $a = 2\text{mm}$ 配置的模拟数据生成的 TFM 图像

a）使用时域模拟数据并忽略二次散射　b）使用频域模拟数据并包括二次散射。在每幅图像中，比例是线性的，并对峰值幅度进行归一化处理

## 10.3.3　波数方法

与 TFM 相比，成像波束方法的公式是更为严格的，该公式的基础是拿一个期望散射过程模型，然后对其求逆以获得来自于测量数据的散射体分布。

被反射波场的式（10.9）代表来自分布在幅值 $\boldsymbol{f}$（$\boldsymbol{k}_{(T)}$，$\boldsymbol{r}$）范围散射体的点源响应的叠加。如果矢量场 $\boldsymbol{f}$ 可微，那么，按照亥姆霍兹（Helmholtz）定理，$\boldsymbol{f}$ 可以分解成无旋（无卷曲）矢量场和螺旋（无发散）矢量场之和。使用高斯（Gauss）定理，可以看出对于 $\boldsymbol{f}$ 的螺旋分量的（10.9）积分式为零。因此，矢量场 $\boldsymbol{f}$ 能被认为是无旋的，可被记作标量势 $f_1$（$\boldsymbol{k}_{(T)}$，$\boldsymbol{r}$）的梯度。为了获得函数 $f_1$ ，必须解决平面弹性波与散射体的相互作用问题。

如果散射体对入射波场影响微弱，那么可以使用玻恩（Born）近似。这意味着：每个点源的幅值是与在那点的入射波的幅值成正比的。如果另外对于入射波来说每点散射体是全向的，那么函数 $\boldsymbol{f}$ 能被记作

$$\boldsymbol{f}(\boldsymbol{k}_{(T)},\boldsymbol{r}) = c_1(\omega)\nabla[f_1(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{r}_0)\mathrm{e}^{-ik_{(T)}r}] \tag{10.19}$$

式中　$c_1$ ——比例常数；

$\boldsymbol{r}_0$——散射体的标称中心；

$f_1$ ($\boldsymbol{r}$)——描述散射体分布的散射体目标函数。

因此，在这种情况下，成像能被看作是一个从阵列数据中构建目标函数 $f_1$ ($\boldsymbol{r}$) 的逆问题。

将式（10.19）代入式（10.9）中，并计算空间积分，得到如下表达式：

$$\Phi_{SC}(k_{x(T)},k_{x(R)}) = c_2 F_1(\boldsymbol{k}_{(R)} - \boldsymbol{k}_{(RT)})\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_{(T)}-k_{(R)})r_0} \quad (10.20)$$

式中 $c_2 = -\mathrm{i}c_1(\omega)/(2\rho v^2)$，并且 $F_1$ 是函数 $f_1$ 的二维空间傅里叶变换。

对于进一步计算，可以假设常数 $c_2$ 等于单位 1。测量信号式（10.4）也包含发射信号 $\Phi_0$ 的特征，以及换能器单元的波束模板 $\Phi_T$ 的特征。然而，这些效应能够通过参考文献［30］中的预处理步骤进行补偿。因此，以下假设函数 $\Phi_0 = 1$，并且阵列单元是全向的。如果换能器的方向函数等于单位 1，那么从式（10.4）可以得到换能器角度谱 $\Phi_T$（$k_x$）$=2\pi\exp$（$\mathrm{i}\pi/4$）/（$kk_z$）。利用式（10.2）和式（10.20），傅里叶域阵列数据 $G$（$\omega$，$k_{x(T)}$，$k_{x(R)}$）能被记作

$$G(\omega,k_{x(T)},k_{x(R)}) = 4\pi^2\mathrm{i}k^2F_1(k_{x(T)}+k_{x(R)},-k_{z(T)}-k_{z(R)})(k_{z(T)}k_{z(R)})^{-1} \quad (10.21)$$

阵列数据和目标函数之间的关系式（10.21）与以前二维介质[30]和三维介质[31]后的结果是一致的。

从式（10.21）看出，在阵列数据中存在着大量的冗余数据。事实上，目标函数能完全通过使用唯一对角线上数据进行重构，即 $k_{x(T)} = k_{x(R)} = k_x/2$，在傅里叶 $(\omega,k_{x(T)},k_{x(R)})$ 域中，对函数 $-\mathrm{i}k_z^2G(w,k_x/2,k_x/2)/(16\pi^2k^2)$ 的变量 $k_x$、$k_z$ 使用二维逆傅里叶变换，得到

$$f_1(x,z) = \frac{-\mathrm{i}}{(8\pi^2)^2}\iint G\left(\omega,\frac{k_x}{2},\frac{k_x}{2}\right)\frac{k_z^2}{k^2}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(k_xx-k_zz)}\mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_z \quad (10.22)$$

然而，应该强调指出：数据冗余是由散射体（10.19）的近似模型引起的（也见参考文献［32］）。在这种情况中，每个点 $(k_x,k_z)$ 对应着 $(\omega,k_{x(T)},k_{x(R)})$ 域中的一些曲线 $l(k_x,k_z)$。在实际情况下，噪声和边凸角的效应能通过曲线 $l$ 上的阵列数据的附加平均得以消减。如果变量 $k_{x(T)}$ 被选作曲线 $l$ 的参数，那么最终图像能被表示为[30]

$$f_1(x,z) = \frac{-\mathrm{i}}{(4\pi^2)^2}\iint G(\omega,k_{x(T)},k_{x(R)})\frac{k_{z(T)}k_{z(R)}}{k^2}N(k_{x(T)},k_x,k_z)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(k_xx-k_zz)}\mathrm{d}k_{x(T)}\mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_z \quad (10.23)$$

式中　$N = N_0(k_x,k_z)\mathrm{d}l/\mathrm{d}k_{x(T)}$

系数 $N_0$ 是归一化因子，能够表达成

$$N_0 = \int_{-L}^{L}\mathrm{d}l_0/\int_{-L}^{L}\mathrm{d}l, L\to\infty$$

式中　$l_0$——与某点 $(k_{x0},k_{z0})$ 对应的参考曲线。

注意：从将 $N = \delta(k_{x(T)} - k_{x(R)})$ 带入式（10.23）中获得式（10.22）。

### 10.3.4 反向传播方法

波数成像方法是基于散射体的近似模型式（10.19）。如果散射体被认为是一系列

与频率无关的点散射体[30]或者散射体由与主材料差别甚微的弹性材料包裹[31,33]，该模型是能符合实际情况的。然而，近似表达式（10.19）是非常严格的，并且对于类似裂缝缺陷等实例是不可用的。

因此，如果散射体的分布是通过一般函数 $\boldsymbol{f}$（$\boldsymbol{k}_{(\mathrm{T})}$，$\boldsymbol{r}$）来描述，那么需要一个不同的成像流程。一种可能的构建图像的方法是检测波场的反向传播方法。事实上，有争论的是：这是全聚焦方法（TFM）的隐含基础，尽管通常不是这样描述。TFM 的替代品是反向传播发射和接收波场的角度谱，而不是单独的信号。根据表达式（10.13）和（10.14），可以看出：对于阵列数据，在深度 $z$ 处发射—接收阵列数据的角度谱 $E(\omega, k_{x(\mathrm{T})}, k_{x(\mathrm{R})}, z)$ 的表达式为

$$E(\omega, k_{x(\mathrm{T})}, k_{x(\mathrm{R})}, z) = G(\omega, k_{x(\mathrm{T})}, k_{x(\mathrm{R})})\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_z z} \tag{10.24}$$

式中 $G(\omega, k_{x(\mathrm{T})}, k_{x(\mathrm{R})})$——$z = 0$ 的角度谱。

注意：原因在于 $k_z = k_{z(\mathrm{T})} + k_{z(\mathrm{R})}$，该公式被认为是发射和接收中的两个连续反向传播。当 $\{x_{\mathrm{T}}, z\}$ 位置的发射阵元开启时，时域信号 $e(t, x_{\mathrm{T}}, x_{\mathrm{R}}, z)$ 能被表达为

$$e(t, x_{\mathrm{T}}, x_{\mathrm{R}}, z) = \frac{1}{8\pi^3}\iiint E(\omega, k_{x(\mathrm{T})}, k_{x(\mathrm{R})}, z)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega t - k_{x(\mathrm{T})}x_{\mathrm{T}} - k_{x(\mathrm{R})}x_{\mathrm{R}})}\mathrm{d}k_{x(\mathrm{T})}\mathrm{d}k_{x(\mathrm{R})}\mathrm{d}\omega \tag{10.25}$$

为了估计散射体的位置，需要考虑 $x_{\mathrm{T}} = x_{\mathrm{R}}$ 对应的反向传播阵列数据。在 $t$ 时刻，信号 $e(t,x,x,z)$ 位于点（$x,z$）邻域内，此时从点（$x,z$）到散射体位置及反向的波传播所需时间为 $t$。因此，在 $t=0$ 时刻，仅在散射体占据的面积邻域中，数据 $e(t,x,x,z)$ 是非零的；为了构造图像 $I(x,z)$，采用函数 $e(0,x,x,z)$。从式（10.25）可以得到

$$I(x,z) = \frac{1}{8\pi^3}\iiint G(\omega, k_{x(\mathrm{T})}, k_{x(\mathrm{R})})\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(k_x x - k_z z)}\mathrm{d}k_{x(\mathrm{T})}\mathrm{d}k_{x(\mathrm{R})}\mathrm{d}\omega \tag{10.26}$$

### 10.3.5 成像方法的理论比较

成像方法被看作一个运算符 $L$，把发射—接收阵列数据集 $g$（$t$，$\boldsymbol{r}_{(\mathrm{T})}$，$\boldsymbol{r}_{(\mathrm{R})}$）变换成所谓的一幅图像的新数据集 $I$（$\boldsymbol{r}$）：

$$I(\boldsymbol{r}) = L[g(t, \boldsymbol{r}_{(\mathrm{T})}, \boldsymbol{r}_{(\mathrm{R})})] \tag{10.27}$$

式中 $\boldsymbol{r}_{(\mathrm{T})}$ 和 $\boldsymbol{r}_{(\mathrm{R})}$——发射阵元和接收阵元的位置矢量；

$\boldsymbol{r}$——成像点。

在前面各节中，描述了处理发射—接收阵元数据全矩阵的 TFM、波数和反向传播成像方法。这些方法从概念上看是不同的，使用了不同的近似表达式，有不同的图像构成的表达式。然而，它们都是线性的，能被表达成如下所示的运算符：

$$L[g(t, \boldsymbol{r}_{(\mathrm{T})}, \boldsymbol{r}_{(\mathrm{R})})] = \frac{1}{2\pi}\iiint s(\omega, x_{\mathrm{T}}, x_{\mathrm{R}}, x, z)g(\omega, x_{\mathrm{T}}, x_{\mathrm{R}})\mathrm{d}\omega\mathrm{d}x_{\mathrm{T}}\mathrm{d}x_{\mathrm{R}} \tag{10.28}$$

式中 $s$——聚焦系数。

注意：针对这些数据也有非线性成像方法，如时间转换操作符分解（DORT）[34]和 MUSIC[35, 36]、已经研发出来的线性采样方法[37]。DORT 和 MUSIC 是特征值方法，而线性采样方法提供了一个利用远场反射模板构造散射体形状的逆问题解。这里没有涉及类

似内容。

在参考文献[29]可以找到 TFM、波数和反向传播算法变换成此形式的详细推导。这里仅罗列聚焦系数相应的最终结果，$s_{tfm}$ 、$s_{wn}$ 和 $s_{bp}$ 表达式为

$$s_{tfm} = e^{ik(R_T+R_R)} \tag{10.29}$$

$$s_{wn} = -c\frac{k}{2\pi}\frac{\cos\phi_T\cos\phi_R(\cos\phi_T + \cos\phi_R)}{2\pi v\,(R_T R_R)^n}e^{ik(R_T+R_R)} \tag{10.30}$$

$$s_{bp} = -c\frac{k}{2\pi}i\frac{\cos\phi_T\cos\phi_R}{(R_T R_R)^n}e^{ik(R_T+R_R)} \tag{10.31}$$

注意：基于式（10.28）的反向传播也被命名为逆波场推断（IWEX）方法[38]。

以上表达式显示三种方法都共享相同的相位因数，但是有不同的幅度因数。在传统的波束形成中，这意味着算法对于一个给定的成像点有相同的聚焦法则延时分布，但有不同的变迹。幅度因数依赖发射机和接收机的位置，成像点能被认为是频率无关的空间滤波器。因为这些滤波器，波数和反向传播方法一般提供比 TFM 相对低的图像旁瓣。然而，正如将在第 10.3.8 节证明，相对于 TFM，通过波数和反向传播方法给出的在信号相干噪声比上的实际改进，依赖于散射体相对于阵列的位置及其散射行为。

## 10.3.6　计算负载

在实际情况中，成像算法的重要特性是其计算效率。该节会讨论不同成像技术的数字化实现及其计算性能。

如以前章节描述，不同的成像算法能被表达成频域中发射—接收信号线性叠加的形式，其中需要使用一些聚焦系数。式（10.28）推导出成像方法的 TFM 类型实现，非常适合并行处理。另外，进行 TFM 类型处理（10.28）的同时进行数据获取。

另一方面，波数方法是傅里叶域中的运算，这自然导致其实现会使用快速傅里叶变换算法[30]。考虑到浮点预算的数目，与 TFM 类型方法相比，这使通用计算中的波数方法更有效。如参考文献[30]所述，对于大的数据集，波数方法的计算代价小于 TFM 方法的 $N$ 倍，其中 $N$ 是阵列阵元的数目。可以看出[10,29]传播反向方法也能在傅里叶域中作为一系列快速傅里叶变换实现，考虑到计算性能，它与波数算法有相同的优势。然而，傅里叶域实现要求阵列数据的满矩阵的同时处理，这导致比 TFM 类型重的内存负载。另外，如果散射体位于阵列孔径的外边，那么由于混淆问题附加干涉噪声会出现在图像中。为了避免这样问题，原始阵列孔径数据必须用零填充，以使用 $x_T$、$x_R$ 位置对其进行傅里叶变换。因此，空间傅里叶域中的采样点数目一般是大于阵列阵元的数目。

首先考虑利用一维阵列进行二维成像。在实际试验中，测试整个 $x$ 域中的采样点数目（也就是阵元的数目和填充零的数目）是典型的 $N\sim10^2$ 的次序。因此，在傅里叶（$k_{x(T)}$，$k_{x(R)}$）域中采样点数目是 $N^2\sim10^4$。考虑利用二维阵列进行三维成像。假设阵列位于（$x$，$y$）平面内。为了覆盖一维阵列相同孔径的成像区域，（$x$，$y$）域中的采样点数目是 $N^2$，在四维傅里叶（$k_{x(T)}$，$k_{y(T)}k_{x(R)}$，$k_{y(R)}$）域中的采样点数目是 $N^4\sim10^8$。因此，对于二维阵列，计算机内存需求使傅里叶域的成像算法实现不符实际。另外，使用

快速傅里叶变换算法的傅里叶域实现暗示阵元布局代表一个通常的采样策略（10.4.1节第2部分）。然而，对于二维阵列的某些情况，不规则的阵元分布是更有益处。因此，对于二维阵列情形，基于式（10.28）的使用同样聚焦系数TFM类型实现是更可取的。

### 10.3.7 聚焦性能

在本节中，根据波数、TFM和反向传播成像算法的分辨率比较它们的性能。分辨率通过阵列性能指示器[6]API来量化。二维阵列的定义为

$$P = \frac{A}{\lambda^2} \tag{10.32}$$

式中　$A$——区域覆盖面积，并且点传播函数（即全向点散射的图像）的幅值略大于最大值下的门限；

$\lambda$——中心频率的波长。

因此，函数 $P$ 依赖成像点和阈值。

商业的64阵元阵列（法国Besancon公司制造的Imasonic）的规格被用于建模。阵列有一个 $\Delta x = 0.63\text{mm}$ 的阵元俯仰，全长 $L = 40\text{mm}$。仿真的样本是软钢，其纵波的速度是5900m/s。使用式（10.6）和式（10.7）对阵列阵元的方向性函数进行建模。被传输的信号是中心频率为5MHz的汉宁窗爆发纯音。

对于TFM和波数算法，与-20dB对应的API映射在参考文献［30］中给予计算。参考文献［30］给出：利用该阈值，波数算法提供了比TFM略好的分辨率。下面研究作为阈值函数的API。

图10.7给出了不同成像算法的API对阈值的依赖关系，主要是针对位于矩阵相同深度（$z = 20\text{mm}$）两个不同点全向散射点。对于第一个散射点，$x$ 坐标等于阵列的中心（$x_0 = 0$）；对于第二个散射点，$x$ 坐标等于阵列的末端（$x_0 = L/2$）。由此可见：对于所有的阈值，波数算法和反向传播算法近似地有相同的API。另外，对于第一个散射体的大于-26dB的阈值和对于第二个散射体的大于-32dB的阈值，所有三种成像算法提供非常相同的分辨率。对于较低阈值，TFM对应的API增长速度快于波数和反向传播方法的API。例如，对于-40dB的阈值，在阵列中间的散射体，波数和反向传播方法的分辨率优于TFM分辨率的1.2倍；在阵列末端的散射体，波数和反向传播方法的分辨率优于TFM分辨率的1.7倍。注意：在所有情况下，波数算法的分辨率都略优于反向传播方法。既然散射体是全向的，那么这与预期相符，并且与波数算法的假设相一致。

### 10.3.8 实例

为了给出不同成像方法的性能，搭建如下的试验环境。中心频率5MHz的64阵元阵列放置在尺寸为160mm×80mm×20mm的软钢上。体纵波的速度约为5900 m/s，所以阵元俯仰是 $0.53\lambda_0$，其中 $\lambda_0 = 1.18\text{mm}$ 是中心频率的波长。在标本的边上钻5个1mm直径的圆孔，其原理指示如图10.8a所示。图10.8b给出了TFM图像，图10.8c给出了反向传播方法图像。波数方法得到的图像与反向传播图像具有近似相同的信噪比和分辨

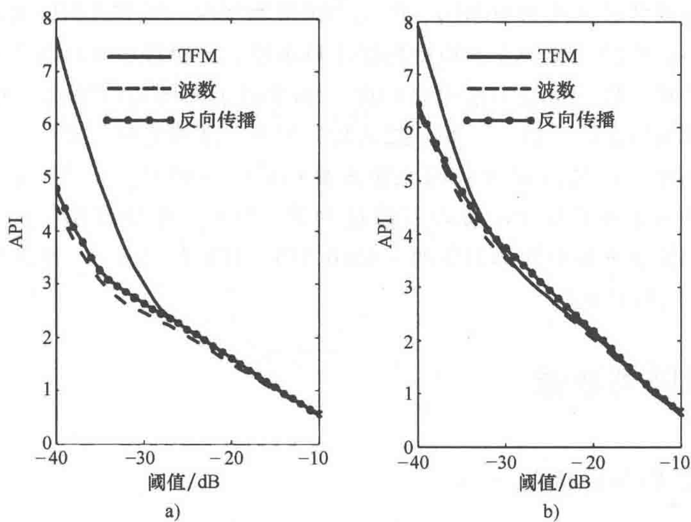



图 10.7　$x$ 坐标轴上散射点阵列性能指示器对阈值水平的依赖关系

a) 阵列的中心　b) 阵列的末端

率。注意：所有的处理仅使用正频率，然后采用图像函数的绝对值。这等效为图像轮廓的提取。

阵列

80mm

160mm

a)

b)

c)

图 10.8　利用一维阵列成像

a) 5 边钻有 1mm 孔的试验采样的原理图　b) TFM 图像　c) 反向传播图像

例如，奈奎斯特频率约为10MHz，阵元的俯仰等于中心频率5MHz对应半波长。因此，在大于中心频率的位置，奈奎斯特判据不再满足，光栅波瓣应该出现在图像上。然而，可以看出两种方法（波数方法也是如此）都给出了相同的信噪比，约为45dB，这可以通过散射体的散射行为给予解释。在这种情况下，散射能量主要包含在波数谱的非包围部分中，因此所有的成像方法的光栅波瓣都低于-45dB。因此，在这种情形中，波数和反向传播方法在信噪比方面没有超过TFM。然而，正如预期：在分辨率方面有些改善。例如，位于阵列中间散射体的-40dB API：TFM的是8.5，渐进反向传播方法的是7，波数方法的是6.5。

## 10.4 二维阵列成像

### 10.4.1 二维阵列布局优化

二维阵列提供了三维成像的潜在能力。这存在明显的优点：真正的缺陷和工程结构是三维的。例如，焊接部分的缺陷和夹杂物是任意形状的，发生在任意方向上。二维阵列能“看到”从一个角度范围内一个给定缺陷，并获取特性细节的可能性，远远超过当前获取到的。如果阵列具有有限孔径，每个缺陷仅能在一个有限范围内是可照到的，该角度由阵列孔径尺寸来决定。三维图像的分辨率和缺陷特性的精度能通过增加阵列孔径来提升。然而，这仅有有限数目的阵列阵元，因此有必要考虑孔径内有限数目阵元的不同配置[17]。

考虑阵列数据 $g(\omega, \boldsymbol{r}_{(T)}, \boldsymbol{r}_{(R)})$ 的频率谱。阵列数据代表在 $\boldsymbol{r}_1=\boldsymbol{r}_{(T)}$ 和 $\boldsymbol{r}_2=\boldsymbol{r}_{(R)}$ 处的连续发射和接收波场 $g(\omega, \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$。如果函数 $g(\omega, \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$ 能从它的采样值 $g(\omega, \boldsymbol{r}_{(T)}, \boldsymbol{r}_{(R)})$ 中得到重构，那么这样就可以获得该阵列最好的性能，否则会存在一定的信息损失。一般来说，函数 $g(\omega, \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$ 是一个任意函数，但是一个空间带宽受限的函数（意味没有任意短于 $\omega$ 处波长的频率空间变量）。在这种情况下，优化阵元布局的问题能按照下列方式进行公式化：对于重构一个连续带宽受限的二维函数，要求每个单位面积最小数目的采样点，最有效的采样策略是什么？

**1. 优化标准**

本节描述量化任何阵列布局的性能的通用流程。任何函数 $f(\boldsymbol{r})$ 能被表示成傅里叶逆变换：

$$f(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{4\pi^2}\int F(\boldsymbol{k})\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}\mathrm{d}\boldsymbol{k} \tag{10.33}$$

式中 $F(\boldsymbol{k})$——函数 $f(\boldsymbol{r})$ 的傅里叶变换。

如果 $f(\boldsymbol{r})$ 仅在采样点 $\boldsymbol{r}_n$ 上有定义，那么 $F(\boldsymbol{k})$ 不是离散傅里叶变换，$F_d(\boldsymbol{k})$ 的计算表达式为

$$F_d(\boldsymbol{k}) = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} f(r_n)\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}_n} \tag{10.34}$$

函数 $F_d(\boldsymbol{k})$ 相关的频谱关系式为

$$F_d(\boldsymbol{k}) = \int F(\boldsymbol{k}')F_0(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')\mathrm{d}\boldsymbol{k}' \tag{10.35}$$

式中　$F_0(\boldsymbol{k})$——阵列布局的空间二维傅里叶变换：

$$F_0(\boldsymbol{k}) = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}_n} \tag{10.36}$$

考虑具有谱函数 $F(\boldsymbol{k})$ 的带宽受限函数 $f(\boldsymbol{r})$，它在圆 $k = k_0 = 2\pi/\lambda$ 外边等于零。如果阵列布局的傅里叶变换 $F_0(\boldsymbol{k})$ 在 $\boldsymbol{k} = (0,0)$ 处有一个单、窄峰值，式（10.35）显示 $F_d(\boldsymbol{k}) \approx F(\boldsymbol{k})$，在圆 $k < 2k_0$ 中的任何位置没有峰值。在此情况下，对 $F_0(\boldsymbol{k})$ 进行傅里叶逆变换，这说明可以从 $f(\boldsymbol{r})$ 采样值 $f(\boldsymbol{r}_n)$ 重构出 $f(\boldsymbol{r})$。否则，函数 $f$ 高频部分会出现在重构函数的低频部分上。这种效应被称为混叠现象。

**2. 正常采样**

任何正常采样（也就是周期性的）模式有一个对应的采样标准。如果采样点间的距离大于某个最大许可值，那么就会发生混叠现象。

一维正常采样成二维情况的最直接一般化方法是矩形采样，阵元俯仰 $d = 1.1\mathrm{mm}$ 情况的原理表达如图 10.9 所示。在此情况下，图 10.9c 所示的函数 $F_d(\boldsymbol{k})$ 有一个周期性

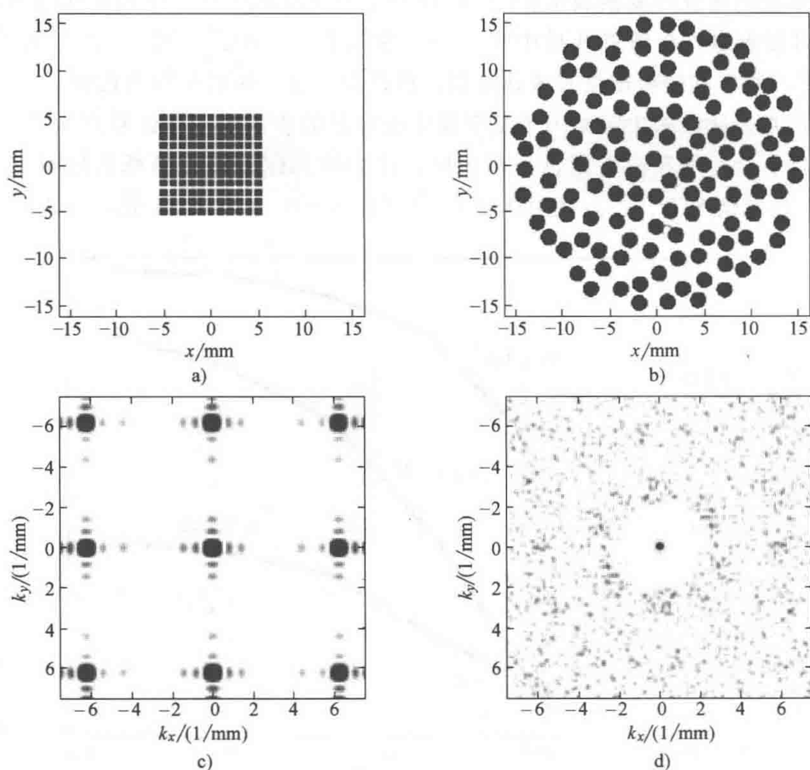



图 10.9　二维阵列布局

a) 矩形采样　b) 泊松圆盘采样　c) 和 d) 给出了 a) 和 b) 的二维空间的比例尺为 20dB 的傅里叶变换

的模式，其峰值之间的距离等于 $2\pi/d=5.71/\mathrm{mm}$，其中 $d$ 是阵元俯仰。因此，为了避免混叠，矩形模式的采样点之间间隔必须小于 $\lambda/2$。

然而，与一维情况相对应，二维情况有无限数目的其他可能的正常采样模板。参考文献［39］给出了适宜的低密度采样点的正常采样策略是六边形采样。阵元位于三角性格子上。在此情况中，阵元间距等于 $\lambda/\sqrt{3}$，而不是矩形采样策略的 $\lambda/2$。总的来说，六边形采样能被看作二维矩阵，其孔径尺寸比矩形采样模式下相同数目的阵元大20%左右。

**3. 非一致采样**

如果矩形采样策略的采样标准不满足，那么重构的函数包含混叠尖峰。结果是：由于栅板导致的人造物出现在图像中。注意：这些本地化的人造物是由阵元布局的周期性所引起。阵列阵元的不正常的分布抑制了混叠的峰值，但这以增加整个图像一致性噪声为代价。寻找适宜的非一致采样分布是著名的计算机图形学问题[40]。最好解决方案之一是泊松圆盘分布，即随机阵元位于有限最小隔离距离上。有趣的是，人眼的视觉感受的分布是泊松圆盘分布[41]。

具有泊松圆盘阵元分布的阵列和相应阵列布局的傅里叶变换分别表示在图10.9b中，其二维空间傅里叶变换表示在图10.9d中。在上述例子中，平均阵元间隔 $d$ 约等于2.3mm。可以看出：在傅里叶域中仅有一个主瓣在 $\boldsymbol{k}=(0,0)$ 处。当 $|\boldsymbol{k}|$ 大于 $2\pi/d\sim2.7/\mathrm{mm}$ 时，所有其他旁瓣被有效地压制，但是以一致分布的噪声为代价。

在非正常采样模式中限制因子是图像中能容忍的多高的一致性噪声水平。对于128阵元的矩形、六边形和泊松圆盘采样策略，作为阵元俯仰函数的峰值信噪比表示在图10.10中。在此情况下，一点散射体在 $x=7.7\lambda$，$y=0$，$z=11.5\lambda$ 处。可以看出：为了

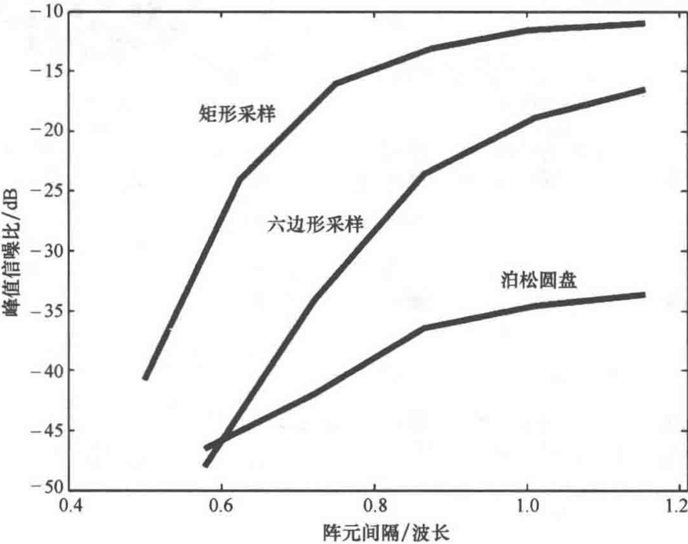



图10.10 对于矩形、六边形和泊松圆盘采样策略的阵元俯仰与峰值信噪比的函数

将噪声水平控制在 -35dB 以下，泊松圆盘配置使平均阵元俯仰成为最佳正常配置（六边形）的近似 2 倍。

## 10.4.2　二维阵列布局的实验对比

使用不同的二维阵列得到不同的实验结果[18]。阵列都是由法国 Imasonic 制造，其中心频率为 3MHz。第一个阵列是 11×11 的二维矩阵阵列，其阵元俯仰为 1.1mm，满足钢中成像的采样标准。第二阵列是 128 阵元稀疏圆形阵列，具有泊松圆盘阵元分布，最小阵元间距为 1.9mm，平均阵元间距为 2.3mm。图 10.9a 和图 10.9b 给出了相应的阵元分布图。11×11 矩阵阵列的孔径尺寸（一边长度）是 12mm，128 阵元稀疏阵列的孔径尺寸（直径）是 30mm。

**1. 球形夹杂物**

第一个实例来自于对圆柱形钢块的测量，它内部有一个 2.1mm 的球形夹杂物。利用 TFM 得到的图像如图 10.11 所示。图 10.11a 和图 10.11b 给出了三维图像的 -30dB 等值面（相对于后墙信号）。图 10.11c 和图 10.11d 给出了 $y-z$ 平面的二维图像。可以

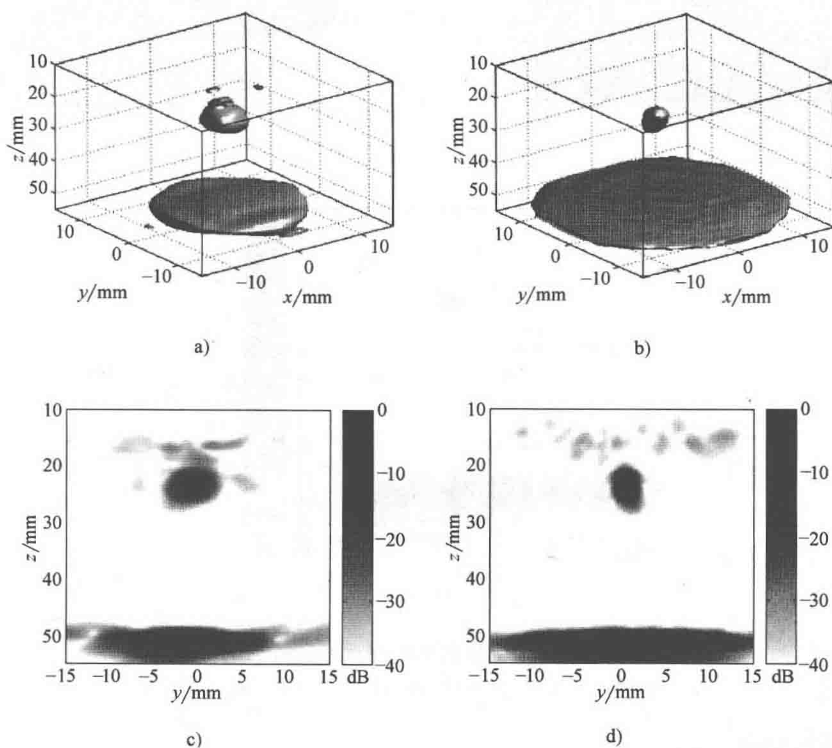



图 10.11　具有直径 2.1mm 球形夹杂物的钢样品实验结果

a)、b) -30dB 等值面　c)、d) $y-z$ 平面中二维跨区域的图像。图像 a)、c) 是由 11×11 矩阵阵列获得，图像 b)、d) 是由 128 阵元稀疏阵列获得

看出：使用稀疏阵列产生的图像不包含任何局部的伪像。在另一方面，因为稀疏矩阵的孔径大于矩阵阵列的孔径，稀疏矩阵获得的缺陷图像的横向分辨率比阵列探头获得的分辨率好 2 倍。

**2. 具有扁平底孔的铝块**

第二个实例是带有三个扁平底孔的铝块，在不同深度上且每个底孔直径为 2mm，还有 1mm 宽贯穿厚度的孔（见图 10.12a）。图 10.12b 给出了从 128 阵元稀疏阵列获取的三维阵列图像，图 10.12c 给出了 $x-z$ 平面中的跨区域的部分。槽、孔的顶端和后墙能在图 10.12b 中识别出来。

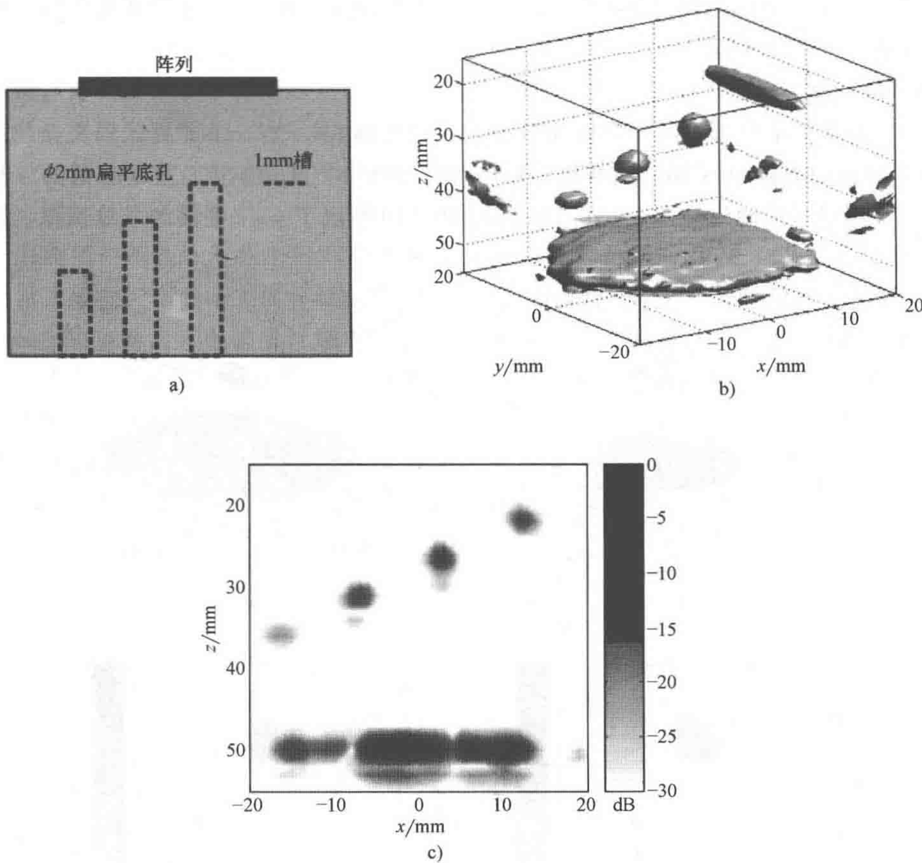



图 10.12 采用铝块的 128 阵元稀疏阵列的实验

a）铝块样品 b）三维图像 c）$x-z$ 平面中的跨区域部分

**3. 表面裂纹**

第三个样品是钢块，其表面具有大约 5mm 深的表面裂纹。图 10.13 给出了 128 阵元稀疏阵列的实验配置和实验结果。裂纹从后墙突出到样品体内在三维图像中清晰可见，而二维局部投影能给予更好的尺寸量化估计。

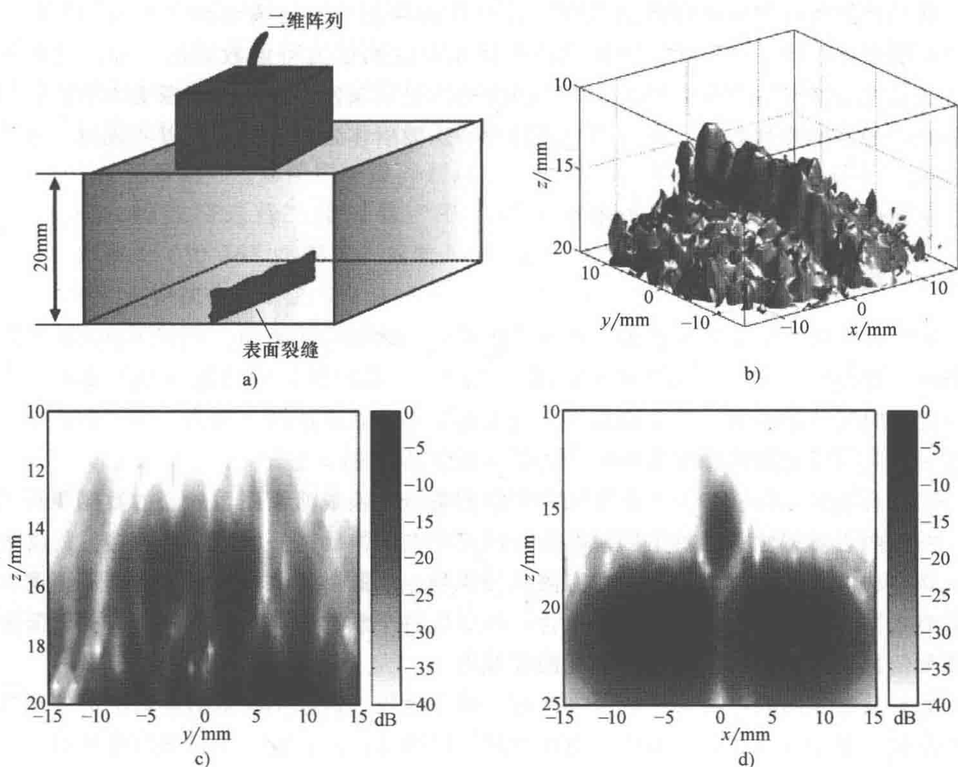



图 10.13　使用 128 阵元稀疏阵列检测表面裂缝钢块实验

a）样品几何尺寸　b）三维图像　c）$y-z$ 平面中的二维跨局部图　d）$x-z$ 平面中的二维跨局部图像

## 10.5　散射矩阵及其实验提取

在许多情况中，仅做缺陷检测是不够的，还需要了解缺陷的形状、尺寸和方位。这些信息有助于评估缺陷对结构完整性的影响程度。对于尺寸大于波长的曲线，这些信息可以直接从图像上获取上述信息。例如，能使用半峰全宽（FWHM）参数来估计裂纹的尺寸[42]。然而，小于波长的缺陷特性对于无损检测仍旧具有挑战性。

Wilcox 等[8]已经发明了一种称为矢量完全聚焦方法（VTFM），用于定性小于波长的缺陷。阵列被分割成子阵，每个子阵独立发送—接收数据并利用完全聚焦方法（TFM）进行数据处理。从子阵数据获得图像的散射体的幅值近似地给出了反射体脉冲反射超声响应，其方向是由散射体相对于子阵位置定义的。可以看出：来自子波长槽和孔的信号是明显的，可以确定槽的方向。然而，比较好的特性精度要求比较小的子阵，但是这个结果具有较高噪声水平和较差的空间分辨率。

本节中描述一种不同的方法。定性缺陷的问题可以被分为两个部分。从阵列角度

看，散射体的所有完全可用的信息包含在与反射体相关的超声响应（发送—接收矩阵数据的满矩阵）中。实际中，这是与散射体相对应的最大可能数据的总和，这是阵列从特殊位置收集到的数据。因此，第一部分特性是从满发送—接收数据矩阵中提取的特殊散射点的原始阵列数据，第二部分是针对特殊散射体处理阵列数据以实现对其进行定性分析。

下面介绍从阵列数据中提取特性。

### 10.5.1　概念

真实的发射—接收阵列数据包括来自所有散射体响应的叠加，散射体包括缺陷和结构特性。在此情况下，当来自于每个散射体的信号被识别并在时间方面隔离在每个发射—接收时间轨迹内时，单个特性提取问题是没有太多价值的。然而，实际中来自于不同散射体的信号通常是相互重叠的，需要更高级的方法。

任何合成聚焦技术是一个将原始阵列数据集合变换成所谓图像的新的数据集合的流程。图像的重要特性是：每个散射体近似地定位在图像的某一区域中。该定位程度依赖于成像方法的聚焦能力。对于一个有限孔径阵列，点散射函数一直有一个有限宽度和非零旁瓣水平，这意味着每个成像点包含一些对应每个散射体的数据。然而，关于散射体的主要信息集中在图像中散射体位置的邻域内。

如果散射体间的距离大于成像方法的分辨率极限，假设不同散射体对应的大多数数据在图像中是相互分离的。因此，图像能被空间地过滤以提取一个特殊散射体对应的数据。然而，解释图像中的数据以表达小于波长的缺陷特性，这是一件困难的事情。

在另一方面，对于散射体的特性化，发射—接收阵列数据提供比图像大得多的灵活性。为了获得每个单独散射体的阵列响应，过滤后的图像数据需要被转换回原始阵列数据。如果所用成像方法是可逆的，那么该项转换是唯一可能的。因此成像方法的可逆性是从阵列数据中进行特性提取的关键[10]。

### 10.5.2　逆向成像

成像运算被定义为将发射—接收阵列数据集合 $g(t,\boldsymbol{r}_{(T)},\boldsymbol{r}_{(R)})$ 变换成图像 $I(\boldsymbol{r})$ 的运算，如式（10.28）所述。成像运算 $L$ 域是阵列数据函数 $g(t,\boldsymbol{r}_{(T)},\boldsymbol{r}_{(R)})$ 的线性空间。注意：该空间的特性依赖于波传播和波散射的假设模型。成像方法的可逆性意味着：运算符 $L$ 有一个逆运算符 $L^{-1}$，它将图像 $I(\boldsymbol{r})$ 反向映射成阵列数据 $g(t,\boldsymbol{r}_{(T)},\boldsymbol{r}_{(R)})$。$L^{-1}$存在的充分必要条件是阵列数据 $g(t,\boldsymbol{r}_{(T)},\boldsymbol{r}_{(R)})$ 和图像 $I(\boldsymbol{r})$ 之间是一一映射关系。注意：为属于运算符 $L$ 的图像 $I(\boldsymbol{r})$ 定义运算符 $L^{-1}$。

直觉上看似乎是合理的：对于生成散射体位置的成像运算符，两个不同阵列数据集合会产生两个不同的图像。然而，逆向成像运算符的构造要求成像运算符的范围是已知的，这反过来要求一个专门的散射机制模型。例如，如果次生源的近似值（10.19）是可用的，那么波数成像方法能被使用，这重新构造散射体分布函数。在此情况下，逆向成像运算符被波散射前向模型所表示，即点散射体的著名分布。

如果成像运算符是线性的，那么对于一个具有连续阵元分布的理想阵列的运算符可以写出（10.28）形式。初始地映射方程（10.28）仅被定义为阵列数据对应的函数 $g$。然而，如果聚焦系数 $s$ 是有界函数，那么式（10.28）定义了所有绝对可积函数 $g$ 上的线性运算符。本节给出了全局的可逆成像算法的定义[10]。

为了简化目的，考虑使用一维阵列进行二维成像，但所有结果可以很容易地扩展成：利用二维数据进行三维成像。在10.3.4节中，反向传播方法能被表示成式（10.25）和式（10.26）的形式。函数 $b(x_T,x_R,z)=e(0,x_T,x_R,z)$ 被认为是一般化的图像。一般化的图像包含了更多信息，相比散射体的必要定位信息，通过脉冲—反射数据 $x_T=x_R$ 给出散射点位置 $I(x,z)$ 的基本二维成像。然而，对应于非对角数据 $x_T\neq x_R$ 的额外信息对于逆向成像是至关重要的。下面给出逆向成像运算符可以从一般化图像中提取出每个独立散射体的阵列数据。

可以看出：生成一般化图像的反向传播成像算法被写成三个运算符的结果：①傅里叶变换 $F_{kx(T)kx(R)}$，变换到频率—波数域；②角度谱的反向传播 $H$；③傅里叶逆变换 $F_{x(T)kx(R)}$，变换到空域。进一步看出：运算符 $H$ 能被表示为傅里叶变换。因此，对于反向传播运算符 $B$ 的表达式中的每个运算符都是可逆的，并且一般化图像 $b$（$x_T$，$x_R$，$z$）能被转换回阵列数据 $g_n$（$t$，$x_{(T)}$，$x_{(R)}$）：

$$g(t,x_T,x_R)=B^{-1}[b(x_T,x_R,z)] \tag{10.37}$$

式中 $B^{-1}$——逆向成像运算符：

$$B^{-1}=F^{-1}_{k_{x(T)}k_{x(R)}}H^{-1}F_{x_Tx_R} \tag{10.38}$$

从式（10.38）可以看出运算符 $H^{-1}$ 映射函数 $h(z,k_{x(T)},k_{x(R)})$ 到角度谱 $G(t,k_{x(T)},k_{x(R)})$。根据式（10.39），$H^{-1}$ 能被写成

$$G(t,k_{x(T)},k_{x(R)})\equiv H^{-1}[h(z,k_{x(T)},k_{x(R)})]=\frac{1}{2\pi}\int v_z^{-1}\left[\int h(z,k_{x(T)},k_{x(R)})\mathrm{e}^{-ik_zz}\mathrm{d}z\right]\mathrm{e}^{i\omega t}\mathrm{d}\omega \tag{10.39}$$

注意，群速度 $v_z$ 由下式给出：

$$v_z=\left(\frac{\mathrm{d}k_z}{\mathrm{d}\omega}\right)^{-1}=\frac{v}{k}\left(\frac{1}{k_{z(T)}}+\frac{1}{k_{z(R)}}\right)^{-1} \tag{10.40}$$

可以看出，在频率 $\omega=vk_{x(T)}$、$vk_{x(R)}$ 处 $v_z=0$。因此，在实际情况中，在积分式（10.39）中表达式 $v_z^{-1}$ 应该被实现为维纳滤波器。

如果存在多个散射体，时间轨迹 $g(t,x_{(T)},x_{(R)})$ 散射信号的累加和：

$$g(t,x_T,x_R)=\sum g_n^0(t,x_T,x_R) \tag{10.41}$$

式中 $g_n^0(t,x_T,x_R)$——来自第 $n$ 个散射体的发射—接收响应。

由于反向传播运算符是一个线性运算符，那么一般化图像被表达为求和形式：

$$b(z,x_T,x_R)=\sum b_n^0(z,x_T,x_R) \tag{10.42}$$

式中 $b_n^0(z,x_T,x_R)$——第 $n$ 个散射体的一般化图像。

反向传播运算符将来自于每个散射体的能量聚集在其位置的邻域内。该事实能被表

示为

$$|b_n^0(z,x_T,x_R)| \leqslant 10^{-L_{dB}/20}\max|b(z,x_T,x_R)|,(z,x_T,x_R)\notin D_n \tag{10.43}$$

式中 $D_n$——定义第 $n$ 个散射体的位置，依赖于被选 dB 水平 $L_{dB}$。

注意：对于一个点散射体，区域 $D$ 的空间尺寸能被用于量化描述阵列聚焦性能（Holmes 等[6]）。

假设：对于一定的 $L_{dB}$值，不同散射体的 $D_n$ 不会相互交叉。在该情况下，函数 $b_n$ 定义为

$$b_n(z,x_T,x_R)=\begin{cases}b(z,x_T,x_R), & (z,x_T,x_R)\in D_n\\ 0, & (z,x_T,x_R)\notin D_n\end{cases} \tag{10.44}$$

该函数满足以下条件：

$$b_n(z,x_T,x_R)=b_n^0(z,x_T,x_R)+\delta_n,\delta_n=O(10^{-L_{dB}/20}\max|b(z,x_T,x_R)|) \tag{10.45}$$

那么使用逆向成像运算符，函数 $g_n$ 能被计算为 $g_n=B^{-1}b_n$，并且服从

$$g_n(t,x_T,x_R)=g_n^0(t,x_T,x_R)+O(\delta_n) \tag{10.46}$$

因此，函数 $g_n(t,x_T,x_R)$ 近似地代表了第 $n$ 个散射体的发射—接收阵列数据。该近似表达式的精度决定于阵列的聚焦能力。在一般化图像中的不同散射体的分辨率越好，从满阵列数据中提取的发射—接收数据的精度就越高。

上述的逆向成像方法要求傅里叶实现，如 10.3.6 节所述，对于二维阵列逆向成像方法变得不切合实际，因为内存负载（Hunter 等[30]）和通常阵元分布的要求。在此情况下，需要逆向成像的不同实现，基于成像算法的类似 TFM 形式公式。此情形的计算与 10.3.2 节的类似，下面仅给出最后的表达式。

使用式（10.28）计算一般化图像 $b(z,x_1,x_2)$。式（10.31）给出了远场反向传播聚焦系数 $s$，其中距离 $R_T$ 和 $R_R$ 表达式为

$$R_T=\sqrt{z^2+r_1^2}\text{和 }R_R=\sqrt{z^2+r_2^2} \tag{10.47}$$

其中 $r_1=|x_1-x_T|$和 $r_2=|x_2-x_R|$。注意：与传统成像不同的是，不同聚焦点 $x_1$ 和 $x_2$ 被用于发射和接收阵元。阵元数据的被提取部分 $g_n(t,x_T,x_R)$ 由下式给出：

$$g_n(t,x_T,x_R)=-\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)(2\pi v\sqrt{R_T(t)R_R(t)})^{-n}\iint b_n(z(t),x_1,x_2)\,\mathrm{d}x_1\mathrm{d}x_2 \tag{10.48}$$

其中二维时，$n=1$；三维时，$n=2$。表达式中 $z$ 和上述的 $R_T$ 和 $R_R$ 现在是时间函数，定义为

$$z(t)=\frac{\sqrt{(v^2t^2-r_1^2-r_2^2)-4r_1^2r_2^2}}{2tv} \tag{10.49}$$

### 10.5.3 散射矩阵的提取

如果散射体的尺寸小于散射体与阵列之间的距离，那么发射—接收信号由近似表达式（10.15）给出。假设阵列阵元的方向函数已知。在此情况下，散射体的超声响应能完全地被散射矩阵 $S$ 描述。式（10.11）显示散射矩阵与散射体的角度谱有关，直接与

散射体的参数相联系。因此，散射体几何尺寸信息被编码在散射矩阵中。

逆向成像概念[10]使得单个散射体的发射—接收阵列 $g(t,\boldsymbol{r}_{(T)},\boldsymbol{r}_{(R)})$ 被提取。那么，远场关系（10.15）能被用于计算散射体的散射矩阵 $S$。然而，发射信号的频谱 $\Phi_0$（$\omega$）通常是未知的，因此实际仅有估计量 $S'=S\Phi_0$：

$$S'(\boldsymbol{e}_{R(T)},\boldsymbol{e}_{R(R)},\omega)\approx\frac{g_n(\omega,\boldsymbol{r}_{(T)},\boldsymbol{r}_{(R)})}{f_T(\boldsymbol{e}_{R(T)})f_T(\boldsymbol{e}_{R(R)})}\left(\frac{R_T R_R}{4\pi^2\lambda^2}\right)^n c^{-1}e^{ik(R_T+R_R)} \tag{10.50}$$

式中 $g_n(\omega,\boldsymbol{r}_{(T)},\boldsymbol{r}_{(R)})$ ——数据 $g_n(t,\boldsymbol{r}_{(T)},\boldsymbol{r}_{(R)})$ 的时间频率谱。

二维时有系数 $c=\exp(-i\pi/4)$，$n=\dfrac{1}{2}$，三维时有 $c=i/k$，$n=1$。点 $\boldsymbol{r}_0$ 作为散射体的位置，而函数 $|b_n|$ 获得其最大值。

## 10.6 缺陷特性化与测量

### 10.6.1 裂缝测量

一旦对于特殊散射体的散射矩阵被提取，那么下一步是从散射矩阵对散射体进行特性化并确定其几何尺寸。对任意散射体，可利用诸如线性采样方法[37]进行测量。然而，如果有关于散射体类型的先验知识，那么可以采用简单方法进行测量。

**1. 一维阵列**

对于散射体特性化，利用入射角 $\varphi_{in}$ 和散射角 $\varphi_{sc}$，而不是 $\varphi_T$ 和 $\varphi_R$（见图 10.2）。如果散射体是一个裂缝，那么在二维媒介中会利用两个参数描述：它的方向和长度。在此情况下，散射矩阵依赖于裂缝长度 $d$、裂缝方向 $\varphi_0$ 和频率 $\omega$。从式（10.11），散射矩阵有长度的维度。唯一的长度维度参数是波长 $\lambda$。因此

$$S(\varphi_{in},\varphi_{sc},d,\varphi_0,\omega)=\lambda\widetilde{S}\left(\varphi_{in}-\varphi_0,\varphi_{sc}-\varphi_0,\frac{d}{\lambda}\right) \tag{10.51}$$

其中，无维度散射矩阵 $\widetilde{S}$ 依赖无维度裂缝长度 $d/\lambda$。

裂缝的弹性波的散射问题可以利用半解析方法求解，这是 Glushkov 等的研究成果[24]，这是基于边界积分方法。图 10.14a 给出了被计算散射矩阵的幅值，该纵波入射到铝块中，并被 0.86$\lambda$ 的裂缝反射。零角度取裂缝表面的法线方向，参考点（$x_0$，$z_0$）取在裂缝中间。可以看出散射矩阵有一个主瓣。因此，裂缝的方向能被定义成主瓣的最大值位置。

沿着脉冲—反射三角阵（$\varphi_{in}=\varphi_{sc}$）的主瓣的宽度与裂缝尺寸有关。如果裂缝长度增加，那么主瓣变窄。为了估计裂缝尺寸，脉冲—反射散射幅值的半峰全宽（FWHM）采用图 10.14b 的定义。从式（10.51）可知，此参数仅依赖于裂缝尺寸对波长的比率，不依赖裂缝的方向及声波频率。利用图 10.14c 所示的半解析方法计算该参数对裂缝尺寸的依赖性。可以看出：该裂缝计算方法对较小的裂缝更敏感，因为 FWHM 的梯度是最陡的。

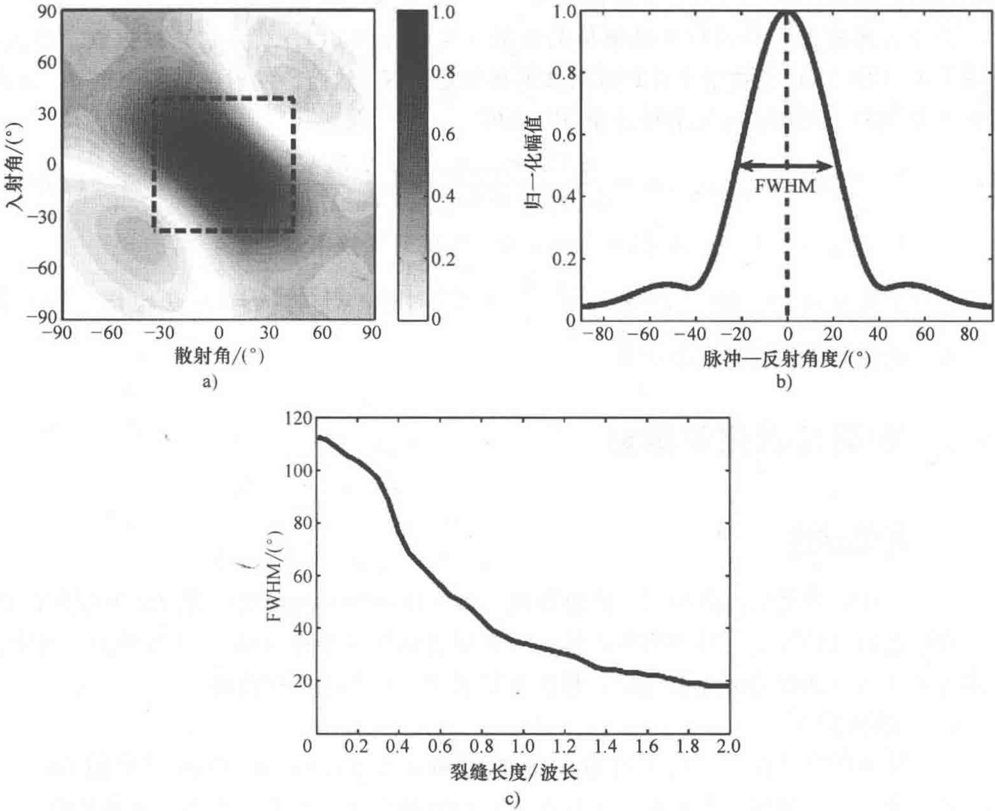



图 10.14　根据散射矩阵确定二维裂缝尺寸

a）阵列探测的纵波的散射矩阵归一化幅值，0.86λ 裂缝，相对阵列倾斜 0°，利用点区域表示　b）按半高宽（FWHM）度量的归一化的脉冲—反射散射幅值　c）脉冲—反射散射曲线对裂缝长度的依赖关系

注意：在有限孔径阵列情况下，每个散射体仅能被有限范围角度覆盖。因此，仅需要使用阵列数据重构有部分散射矩阵。该示意图如图 10.14a 中的矩形虚线框内所示。该部分依赖于散射体相对阵列的相对位置，与其他散射体是不同的。

显而易见，如果用于测量 FWHM 主瓣被包含在被提取散射矩阵中，才能使用上述建议的裂缝特性化方法。然而，脉冲—响应曲线是相对它的峰值对称的。因此半峰半宽被用于裂缝尺寸确定，而不是半峰全宽。这要求仅仅主瓣的一半被包含在被提取的散射矩阵中。

**2. 二维阵列**

对于三维系统，入射和散射方向能通过方位角 $\varphi$ 和升角 $\theta$ 描述。对于给定参数，散射矩阵定义了散射平面波在（$\varphi_{sc}$，$\theta_{sc}$）方向的幅值，这是由在（$\varphi_{in}$，$\theta_{in}$）方向传播的单位幅值的入射平面波所引起。

一个三维平面裂纹通过二维形状和方向来描述。首先，考虑环形裂纹。纵波的散射

矩阵（$\varphi_{in}=\varphi_{sc}$，$\theta_{in}=\theta_{sc}$）脉冲—发射部分和相对阵列偏移 0°的 1λ 直接裂纹表达在图 10.15a 中的单位球面上。可以看出：脉冲—反射散射矩阵有一个主瓣。最大值位置定义了裂缝的方位。主瓣的宽度与裂缝的尺寸相对应。如果裂缝长度增加，那么主瓣将会变窄。为了估计裂缝尺寸，引入脉冲—反射幅值的 HWHM，如果将单位球面的上半球映射到二维环形区域就更容易看出 HWHM，如图 10.15b 所示。注意：HWHM 仅依赖于裂缝尺寸，不依赖于裂缝的方位。该参数对裂缝尺寸的依赖性类似于图 10.14c 所示的一维裂缝。注意：任意形状的裂缝，其方位也由脉冲—反射矩阵中主瓣的位置来定义，裂缝形状与主瓣的形状相关。

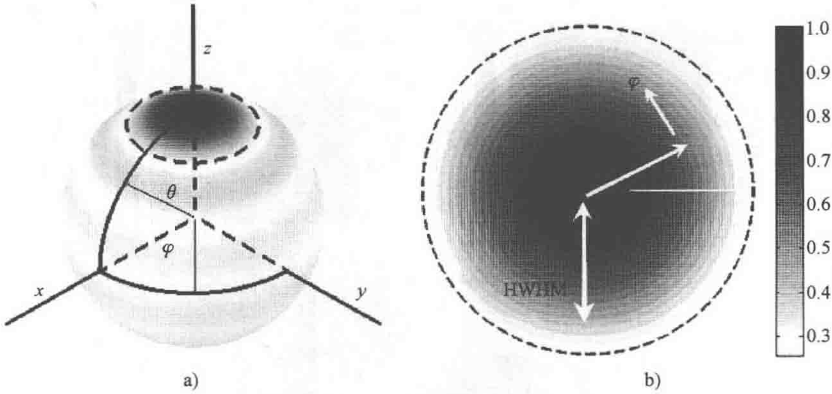



图 10.15　对于相对矩阵偏移 0°的 1λ 环形裂纹，纵波散射矩阵的归一化脉冲—反射部分
a）画在单位球面上的阵列检测到虚线环　b）脉冲—发射扫描矩阵的探测区域的二维合投影

## 10.6.2　实验结果

**1. 一维阵列**

为了说明逆向成像在缺陷特性化中的应用，考察参考文献［10］中的实验。上述的 5.5MHz 中心频率的 64 阵元 Imasonic 阵列被用于带有 6 个散射体的铝样品，如图 10.16a 所示。最左边散射体是直径为 1mm 的贯穿厚度的环形孔，其他是长度为 1mm、任意方向的贯穿厚度的槽。注意：在频率为 5.5MHz 位置，体纵波的波长是 1.2mm，所以所有散射体有一个大约 0.86λ 的子波长尺寸。图 10.16b 给出了反向传播方法获得的图像。阵列孔径被阵列末端的额外的 32 个阵元位置填充以阻止混叠。可以看出：所有 6 个散射体清晰可见。然而，无法发现它们视觉上的差异，因此不可能从图像直接进行散射体的特性化。

为进行逆向成像，需要获得三维一般化图像。利用以散射体位置为中心、散射体距离的 1/3 为直径的球形式空间滤波器，与每个散射体对应的数据是从一般化图像上提取出来的。逆向成像流程被用于获得每个散射体的阵列发射—接收数据。基于式（10.50），在中心频率处计算每个散射体的散射尺寸。注意：获得的每个散射矩阵仅是一定依赖于散射体位置的角度范围。对于 1mm 直径空的被提取散射矩阵如图 10.16c 所

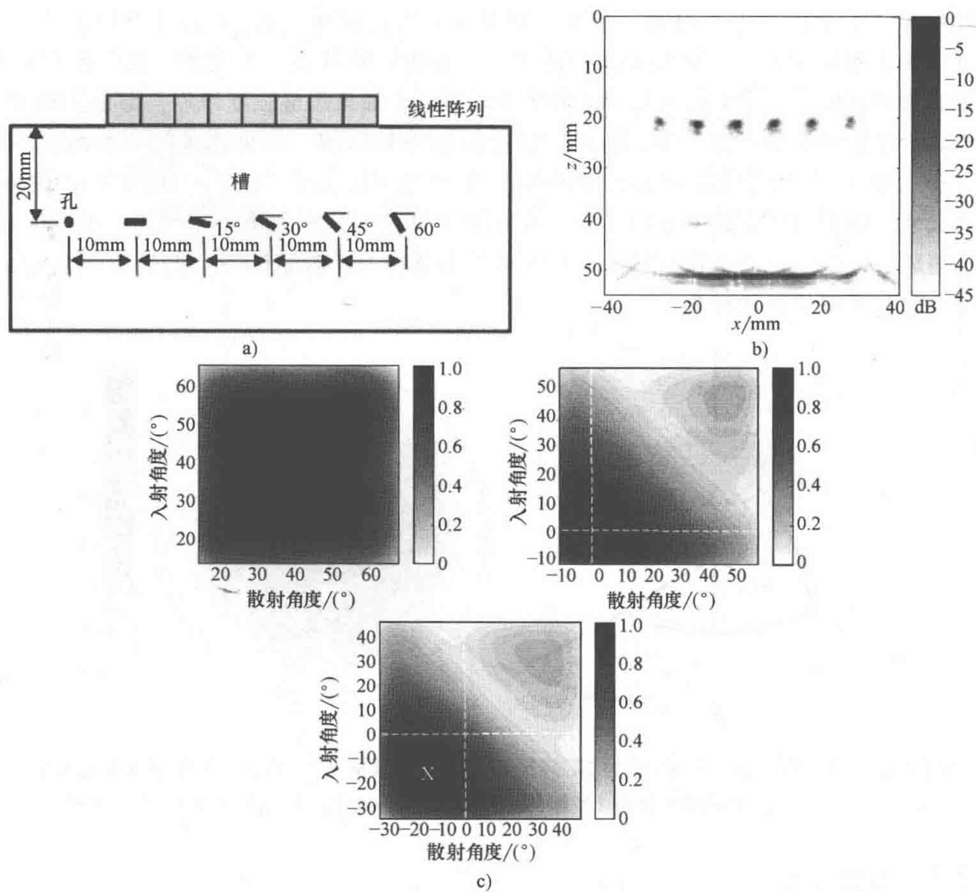



图 10.16　使用一维阵列进行二维散射体特性化的实例

a）简单几何尺寸　b）反向传播图像。归一化散射体尺寸　c）孔，0°槽，15°槽

示。可以看出：对于入射—反射角的可用范围，孔有大约始终如一的散射情况。图 10.16d 和图 10.16e 给出了 0°和 15°方向槽的散射测量方法。每个矩阵按照其最大幅值进行归一化处理。可以看出：槽的散射尺寸与孔的度量是完全不同的，它的角度相对比方向差别化严重。

使用主瓣的 HWHM 计算槽的尺寸。表 10.1 给出了预测的结果和测量的结果。基于该表可以看出散射体的测量与实际的长度和方向是完全一致的。

**表 10.1　图 10.16a 中在频率 5.5MHz 所示的样本中槽（散射器）的被测参数**

| 散　射　器 | 方位/(°) | HWHM/(°) | 长度/mm |
|---|---|---|---|
| 1mm 槽(0°) | 1.5 | 16.5 | 1.2 |
| 1mm 槽(－15°) | －16.5 | 18.5 | 1.05 |
| 1mm 槽(－30°) | －32.5 | 21.5 | 0.93 |
| 1mm 槽(－45°) | －48 | 18 | 1.08 |
| 1mm 槽(－60°) | －56 | 16 | 1.29 |

**2. 二维阵列**

为了说明逆向成像的三维缺陷特性化应用，使用 3 MHz 128 阵元稀疏泊松圆盘阵列的数据。10.4.2 节中所述的球形夹杂物和扁平底孔作为样本使用[18]。与直径 2.1mm 夹杂物和直径 2mm 扁平底孔（FBH）对应的发射—接收阵列数据是从满阵数据中提取的。在 3MHz 频率处，体纵波的波长是 2mm，所以所有的散射体近似为波长尺寸。注意：在一种近似情况下，FBH 被认为是环形缺陷。图 10.11b 和图 10.12b 中的图像显示散射体之间没有明显差别，因此借助图像不能直接特性化。

接下来，每个散射体的散射矩阵被计算，产生如图 10.17 所示的结果。可以看出：FBH 的散射矩阵完全不同于球形夹杂物的散射矩阵。球形夹杂物的脉冲—反射散射矩阵近似统一，而在零角度位置 FBH 的脉冲—反射散射矩阵有一个明显的最大值，该零角度与表面法线的方向相一致。FBH 的尺寸能使用脉冲—反射散射矩阵中的主瓣 HWHM 进行计算。被测平均 HWHM 是 22°，这与裂缝尺寸 1.2λ（=2.28mm）相对应。FBH 的真正尺寸是 2mm。

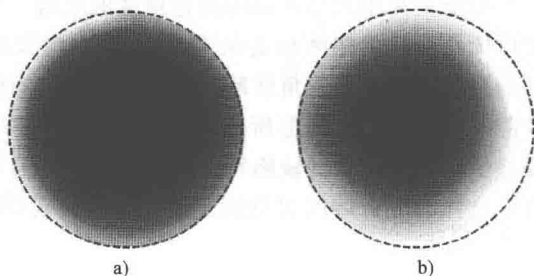


图 10.17　归一化脉冲—反射散射测量的被检测区域的二维投影
a）球形夹杂物　b）扁平底孔

# 10.7　总结

本章论述了阵列成像后处理技术的发展与应用的概览。起点是满矩阵获取（FMC），其中来自于所有可能发射—接收对的时域信号被录制。该数据集合代表最大可能信息，它们是给定阵列获得其周围的信息。在撰写时，该数据的尺寸被称为数据量大但可管理。在随后几年中，存储能力和数据速率的增长形势将改善此情形。最后，面对存储在检测的大多数数据，例如，在安全临界应用中，所获取的数据将作为未来参考。

接下来的挑战是处理 FMC 数据以生成图像，已经尽可能地量化信息，诸如它们的位置、尺寸和方向等信息。大多数成像算法是可用的：在本章中，完全聚焦方法（TFM）类似算法已经被详细描述和讨论，其中聚焦是形成在图像的每个像素之上。该类型成像算法是非常吸引人的。其原因如下：①使用最大可用孔径，因此获得整个图像平面上的高分辨率；②都是线性的和可逆的。FMC 也能被后处理以生成如平面的传统

图像类型，聚焦成B扫描和扇形扫描。事实上，在各方面的处理数据能力是后处理方法的吸引人特性之一。

这是合情合理的：随着计算能力制造技术的改善，朝着二维阵列和三维图像的渐进变化。当前，商用阵列控制器的可用通道数据被限制在数以百计之下，所以阵元有限数目的优化被讨论。可以看出：随机（泊松圆盘）阵元分布允许波长级阵元空间，因此这提供了巨大孔径（对于给定数目的阵元），这是与传统的网格分布可比较的。我们面对：较大的孔径通过将来可用的具有更多通道的阵列控制器得以实现。将来的令人感兴趣的特性可能是：考虑到将来减少仪器的尺寸，使之更加紧凑，所有电子元器件都在换能器。

产业界不仅要求检测到缺陷，而且要确定精确的尺寸。提高尺寸精度会导致保守主义，这反过来也增加了处理的周期。如TFM算法的高分辨率成像提供了大缺陷的可视化（借此进行量化）的重要基础。然而，随着缺陷尺寸趋近于波长的数量级甚至之下，这样基于测量尺寸和特性化方法的成像也就不太能发挥作用。在本章中，描述了散射矩阵的提取量化，这是一个可能提高小尺寸缺陷的测量精度的思路。矩阵自然地在一个角度范围内照射物体，所以能在给定的矩阵位置从FMC数据中提取角度散射信息。我们给出了：如何从图像域的局部区域中提取角度散射信息。这个空间位置是重要的，因为这意味着多个邻近的缺陷能被特性化。如上所述，在线性和二维阵列中证明了该算法。该类型的散射信息分析提供了一个清晰的缺陷特性化和度量尺寸的基本方法。将来，随着计算能力的稳步提升，这样的分析可以实时地实现，反馈到自动缺陷分类/特性化策略设计中。

# 参考文献


1 Long, R., *et al.* (2010) Through-weld ultrasonic phased array inspection using full matrix capture, in *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Vols 29a and 29b*, AICP Conference Proceedings vol. 1211 (eds D.O. Thompson and D.E. Chimenti), American Institute of Physics, pp. 918–925.

2 Brekow, G., *et al.* (2009) Phased array-based SAFT for defect sizing on power plant components, in *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Vols 28a and 28b*, AICP Conference Proceedings vol. 1096 (eds D.O. Thompson and D.E. Chimenti), American Institute of Physics, pp. 872–879.

3 Lane, C.J.L., *et al.* (2010) The inspection of anisotropic single-crystal components using a 2-D ultrasonic array. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **57**, 2742–2752.

4 Johnston, P.H. (2009) Addressing the limit of detectability of residual oxide discontinuities in friction stir butt welds of aluminum using phased array ultrasound, in *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Vols 28a and 28b*, AICP Conference Proceedings vol. 1096 (eds D.O. Thompson and D.E. Chimenti), American Institute of Physics, pp. 1902–1909.

5 Satyarnarayan, L., *et al.* (2007) Phased array ultrasonic measurement of fatigue crack growth profiles in stainless steel pipes. *J. Press. Vessel Technol. – Trans. ASME*, **129**, 737–743.

6 Holmes, C., *et al.* (2005) Post-processing of the full matrix of ultrasonic transmit-receive array data for non-destructive

evaluation. *NDT & E Int.*, **38**, 701–711.

7 Drinkwater, B.W. and Wilcox, P.D. (2006) Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation: a review. *NDT & E Int.*, **39**, 525–541.

8 Wilcox, P.D., *et al.* (2007) Advanced reflector characterization with ultrasonic phased arrays in NDE applications. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **54**, 1541–1550.

9 Zhang, J., *et al.* (2008) Defect characterization using an ultrasonic array to measure the scattering coefficient matrix. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **55**, 2254–2265.

10 Velichko, A. and Wilcox, P.D. (2009) Reversible back-propagation imaging algorithm for postprocessing of ultrasonic array data. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **56**, 2492–2503.

11 Puel, B., *et al.* (2011) Optimization of ultrasonic arrays design and setting using a differential evolution. *NDT & E Int.*, **44**, 797–803.

12 Hunter, A.J., *et al.* (2011) Monte-Carlo inversion of travel-time data for the estimation of weld model parameters. *Rev. Prog. Quant. Nondestr. Eval.*, **30**, 604–611.

13 Freemantle, R.J., *et al.* (2005) Rapid phased array ultrasonic imaging of large area composite aerospace structures. *Insight*, **47**, 129–132.

14 Smith, R.A., *et al.* (2003) Rapid ultrasonic inspection of ageing aircraft. *Insight*, **45**, 174–177.

15 Verkooijen, J. and Boulavinov, A. (2008) Sampling phased array – a new technique for ultrasonic signal processing and imaging. *Insight*, **50**, 153–157.

16 Moreau, L., *et al.* (2009) Ultrasonic imaging algorithms with limited transmission cycles for rapid nondestructive evaluation. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **56**, 1932–1944.

17 Velichko, A. and Wilcox, P.D. (2010) Strategies for ultrasound imaging using two-dimensional arrays, in *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Vols 29a and 29b*, AICP Conference Proceedings vol. 1211 (eds D.O. Thompson and D.E. Chimenti), American Institute of Physics, pp. 887–894.

18 Velichko, A. and Wilcox, P.D. (2011) Defect characterization using two-dimensional arrays. *Annu. Rev. Prog. QNDE*, **30**, 835–842.

19 Lerch, R. (1990) Simulation of piezoelectric devices by 2-dimensional and 3-dimensional finite-elements. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **37**, 233–247.

20 Mcnab, A., *et al.* (1990) The calculation of acoustic fields in solids for transient normal surface force sources of arbitrary geometry and apodization. *J. Acoust. Soc. Am.*, **87**, 1455–1465.

21 Robertson, D., *et al.* (2004) Minimisation of mechanical cross-talk in periodic piezoelectric composite arrays. *Insight*, **46**, 658–661.

22 Yaralioglu, C.G., *et al.* (2005) Finite-element analysis of capacitive micromachined ultrasonic transducers. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **52**, 2185–2198.

23 Wilm, M., *et al.* (2004) Cross-talk phenomena in a 1-3 connectivity piezoelectric composite. *J. Acoust. Soc. Am.*, **116**, 2948–2955.

24 Glushkov, E., *et al.* (2006) An analytically based computer model for surface measurements in ultrasonic crack detection. *Wave Motion*, **43**, 458–473.

25 Miller, G.F. and Pursey, H. (1954) The field and radiation impedance of mechanical radiators on the free surface of a semi-infinite isotropic solid. *Proc. R. Soc. London Ser. A – Math. Phys. Sci.*, **223**, 521–541.

26 Schmerr, L.W. (1998) *Fundamentals of Ultrasonic Nondestructive Evaluation: A Modeling Approach*, Plenum Press, New York.

27 Auld, B.A. (1989) *Acoustic Fields and Waves in Solids*, 2nd edn, R.E. Krieger, Malabar, FL.

28 Bostrom, A. and Wirdelius, H. (1995) Ultrasonic probe modeling and nondestructive crack detection. *J. Acoust. Soc. Am.*, **97**, 2836–2848.

29 Velichko, A. and Wilcox, P.D. (2010) An analytical comparison of ultrasonic array imaging algorithms. *J. Acoust. Soc. Am.*, **127**, 2377–2384.

30 Hunter, A.J., *et al.* (2008) The wavenumber algorithm for full-matrix imaging using an ultrasonic array. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **55**, 2450–2462.

31 Chiao, R.Y. and Thomas, L.J. (1994) Analytic evaluation of sampled aperture ultrasonic-imaging techniques for NDE. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **41**, 484–493.
32 Simonetti, F. and Huang, L.J. (2009) Synthetic aperture diffraction tomography for three-dimensional imaging. *Proc. R. Soc. London Ser. A–Math. Phys. Eng. Sci.*, **465**, 2877–2895.
33 Schmerr, L.W. and Song, S.-J. (2007) *Ultrasonic Nondestructive Evaluation Systems: Models and Measurements*, Springer, New York; London.
34 Kerbrat, E., *et al.* (2002) Ultrasonic nondestructive testing of scattering media using the decomposition of the time-reversal operator. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **49**, 1103–1113.
35 Lehman, S.K. and Devaney, A.J. (2003) Transmission mode time-reversal super-resolution imaging. *J. Acoust. Soc. Am.*, **113**, 2742–2753.
36 Marengo, E.A., *et al.* (2007) Time-reversal MUSIC imaging of extended targets. *IEEE Trans. Image Process.*, **16**, 1967–1984.
37 Colton, D., *et al.* (2000) Recent developments in inverse acoustic scattering theory. *Siam Rev.*, **42**, 369–414.
38 Portzgen, N., *et al.* (2007) Inverse wave field extrapolation: a different NDI approach to imaging defects. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **54**, 118–127.
39 Petersen, D.P. and Middleton, D. (1962) Sampling and reconstruction of wave-number-limited functions in N-dimensional Euclidean spaces. *Inf. Control*, **5**, 279–323.
40 Cook, R.L. (1986) Stochastic sampling in computer-graphics. *ACM Trans. Graph.*, **5**, 51–72.
41 Yellott, J.I. (1983) Spectral consequences of photoreceptor sampling in the Rhesus retina. *Science*, **221**, 382–385.
42 Davies, J. and Cawley, P. (2007) The application of synthetically focused imaging techniques for high resolution guided wave pipe inspection, in *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Vols 26A and 26B*, AICP Conference Proceedings vol. 894 (eds D.O. Thompson and D.E. Chimenti), American Institute of Physics, pp. 681–688.

# 第 11 章　超声力和相关的显微镜

## 11.1　简介

任何显微镜分辨率的提升都具有强大的挑战。特别是，传统声学显微镜（类似于传统的光学显微镜）的分辨率受限于波长。为了减少声波波长，必须要提高超声频率，这反过来导致耦合液体中的声波天线的平方次增加。低温液体提供低天线，但也对于研究试样具有相对较差的阻抗匹配[1]。立刻可以看出：在常规声学显微镜中，获得低于 1μm 的空间分辨率似乎是不切合实际的。

为了克服在声学显微镜的衍射极限，第一个方案采用蓝宝石探针连接到一个压电传感器，目的是检测试样表面的超声波振动[2,3]。图 11.1 给出了该概念的原创草图。它有点像早期的汽车修理工使用长螺钉旋具在发动机故障定位，按其锋利端到不同的地方，紧贴耳朵上听振动手柄。显微镜工作在 30MHz 频率上，用于检测穿过铝盘的超声波。这获得了 20μm 空间分辨率，也就是蓝宝石探针底部的直径，大约是超声波波长的 1/10。这些实验证明这个想法的可行性，这是几年前的技术，目前声学成像的分辨率可达到纳米量级。

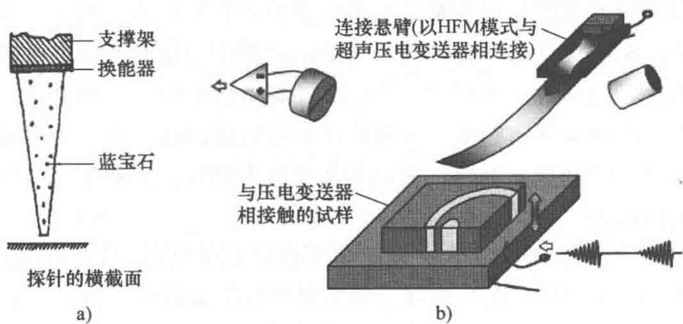



图 11.1

a）世界首例超声扫描探针显微镜的草图。扫描探针工作在 30MHz 频点上，具有约 0.2mm 的分辨率[2]

b）UFM 的原理图。此悬臂的垂直、侧面提供了测量探针尖端和被研究物体之间作用力的手段。在超声力显微镜或 UFM 中，高频压电变送器被加到试样台阶和/或悬臂基座上。检测与正常 SFM 模式相同[4]

扫描式隧道显微镜开创了扫描探针显微镜发明的新时代[5]。在扫描探针显微镜（SPM）中，尖端探针探测试样局部和机械地扫描光栅（如扫描式声学显微镜），目的是获得一个二维试样表面的图像。图像的分辨率是由探针与试样之间的相互作用决定的。在扫描式隧道显微镜中，相互作用是通过探针与试样之间的真空间隙的电子隧道，

它随间隔呈指数变化。在原子力显微镜（AFM）中，相互作用是探针与试样之间的机械力，间隔变化是高度非线性。

扫描力显微镜可以被用于对材料的表面弹性性能进行成像，具体通过调节尖端—表面的距离，使频率等于或低于悬臂的共振频率[6-8]。利用该方式，如生物材料和聚合物相类似的黏弹性行为可以被成像[8,9]。然而，对于较硬的材料，如半导体，这种方法不提供良好的对比。接触刚度一般比悬臂梁的刚度大得多，结果是当相对运动时它几乎完全是悬臂梁的挠度。轻敲模式被广泛用于原子力显微镜成像，目的是减少大多数情况的表面，该模式对材料性能不敏感[10,11]。增加悬臂梁的硬度可以有所改善，但降低了反射的灵敏度，甚至可能会损坏探针和试样[12]。为了克服这些限制，悬臂梁可在超声振动频率高于其主共振[13-16]。悬臂梁的有效刚度同时增加了惯性。利用更刚性的悬臂梁提高材料的灵敏度，如半导体、陶瓷、金属、复合材料。基于该原理的技术包括原子力声学显微镜（AFAM[16]）和扫描式本地加速显微镜（SLAM[15]）。本章介绍的该方法主要依赖于探针和试样之间相互作用的非线性性质，被称为超声波力显微镜（UFM）[13,17-19]。声激励与扫描探针显微镜的组合使用使成像和研究纳米级空间级分辨率的弹性和黏弹性性能成为可能[19]。

## 11.2 机械二极管检测

在扫描式力显微镜中，一只尖针被安装在柔性悬臂梁的末端，其反射提供了探针和被研究表面的作用力的测量方法（见图 11.1）。悬臂梁反射中的微小变化能被聚焦激光波速检测到，同时弹开悬臂梁到四象限位置敏感的图像检测器。当运行在所谓的接触模式中，探针—表面距离被保持在排斥力占优势的范围中。用一个反馈电路来维持一个恒定的正常的偏转，因此通过垂直相对于头的移动标本以维持一个恒定的正常的力。试样在探针下被一个压电制动器所扫描，而悬臂梁的反射被测量。在一些实施方案中，四象限探测器用于测量正常和横向偏转，进而实现摩擦力测量。这些数据可以用于生成形状外貌图像和侧向力图像[6]。

为了了解 UFM 检测，考虑探针—表面相互作用的非线性，以及压痕深度被调制时发生的变换。图 11.2a 给出了力和位移之间的原理性关系曲线。力是一个高度的尖端—试样位移的非线性函数，依赖于是否有接近或退缩。在接近期间，在图上从右到左，开始存在一个明显的相互作用力。在比较近时，力变成了排斥力。当倒向位移时，探针和表面相互附着，直到接触在某一拉开距离下分开。该位移大于接近期间建立的接触位移。重大变化的力之上的距离尺度变化远远小于纳米。假设探针与表面处于初始位移的连接方式下，此时一个法向力为 $F_1$。拉开位移为 $h_1$。幅度 $a_0$ 的振动位移被引入。如果位移的幅值较小，即 $a_0 \ll h_1$，平均法向力不会有明显变化。随着振动幅值增加，非线性变得显著，直到图 11.2a 振动位移幅值 $a_1$ 处在最后一个周期发生了连接断开。

一般来说，探针—样本之间的刚度要远高于悬臂梁的刚度，这样能够给 SFM 提供足够的灵敏度。因此，如果试样表面振动频率较低，探针将趋于跟随该运动，它们之间

的位移相对较小。如果振动频率高于悬臂梁的自然共振频率，那么悬臂梁的附加惯性会导致幅度大幅增加的相对位移，因此有更大的压痕幅度[13]。在极限情况下，悬臂梁运动可以忽略，相对位移几乎等于样本表面的法向振动振幅，即 $a \approx \Delta h$。可以这样认为：惯性增加了高频率悬臂梁的有效弹性常量，而低频率下悬臂梁维持高的法向力和侧向力的依从性和灵敏度。

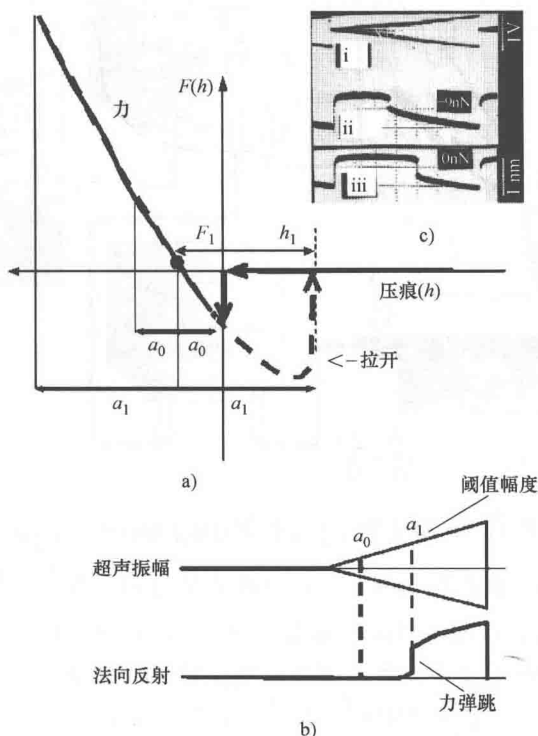



图 11.2

a）探针—表面相互作用力与压痕，实线为接近情况，虚线为返回情况。接近（实线）和返回（虚线）之间的差别在于平均探针—表面接触程度　b）增加超声振幅时的非线性检测 c）在标准 SFM 建设中的超声检测的示波器轨迹[13,18]

## 11.3　实验 UFM 的实现

在实际的超声显微镜中，用 AFM 的反馈信号维持一个恒定的平均悬臂梁的偏转。这是获得一致的 UFM 信号的必要环节，这也意味着外形信息是可用的。但是也出现了一个难题：把特有的 UFM 差异从传统的 SPM 图像中分离出来。如果对超声施加的是恒定的振幅，那么提出一个小变化的 SPM 的偏转，但不可能与外形加以区分出。相反，对超声振动进行振幅调制。AFM 的反馈电路将有一个上限，或者剪切频率，超出上述范围将没有响应信号。在典型的商业 AFM 中，该频率可能是 1kHz，尽管用户可能对其

施加一些控制。反馈回路的误差信号接着被用于 UFM 响应的测量。虽然出于一些分析目的可能希望测量到图 11.2c 所示的全部响应，但是对于大多数实际成像来说锁相放大器可以用于对 UFM 信号的相位灵敏度检测。调制信号作为参考信号，来自于反馈电路的误差信号是输入。锁定放大器的输出端提供 UFM 图像对比度信号（见图 11.3）。

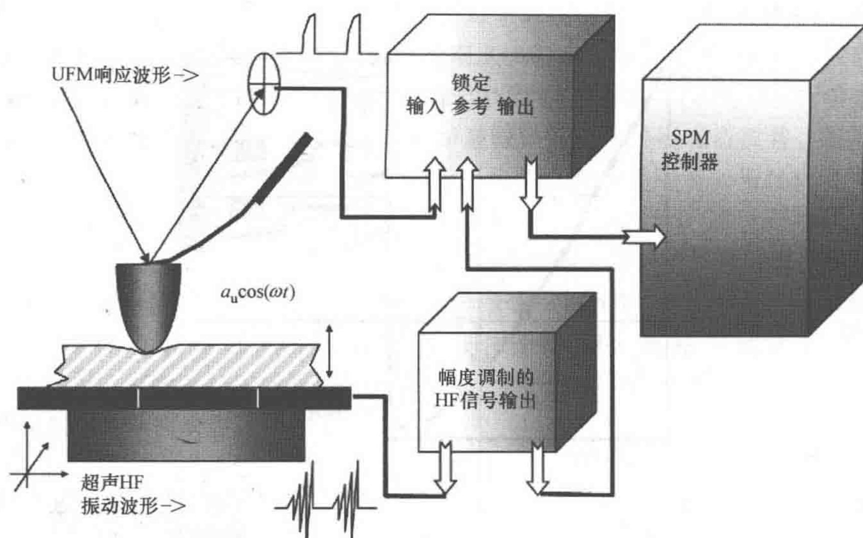



图 11.3　UFM 装置的设备典型电子组件的原理框图

锁定相位和时间常数能被选择，目的是获得最好的对比度。输出可以在两对中选择：$x$（in-phase）和 $y$（quadrature）、幅值（$R=\sqrt{x^2+y^2}$）和相位［$\theta=\arctan(x/y)$］。任何幅值或者力弹跳的变化产生超声诱导的法向偏转的变化，这能被锁定放大器检测到。在选择超声激励的参数时，需要考虑三个关键的选择：第一，最大施加幅值必须比在整个成像区域上门限幅值要高；第二，幅值调制频率必须足以保证在每个像素上能够有几个周期的平均值；最后，可以从正弦、斜坡（锯齿）、三角和梯形等波形中选择幅度调制的包络[13,18]。经验显示：最好的对比度通常是利用锯齿波包络得到的，它有一个相同或较长长度的空白时间（见图 11.2c），并且幅值锁定信号的输出为 $R=\sqrt{x^2+y^2}$。

必须仔细选择超声频率，以便获得非混淆的 UFM 数据。频率应该足够高，使惯性项（$\omega^2 m$）充分地增强悬臂梁的弹性刚度，使之与探针—样本间的刚度达到可以比较的程度。虽然有的实验中[20]频率高达 60MHz 或更多，但是比较普遍的选择范围是 1～10MHz。在这些频率上，不容易测到悬臂梁的线性响应，仿真暗示着可以被忽略[21]。一旦选择并安装了换能器，频率的精细调谐变得更为实际。为此，压电换能器的有用带宽通常小于中心频率的 ±10%。可能存在其他的共振频率，在此频率上 UFM 响应可能被激发，并且许多频点不是纯的正常模式。如果压电换能器的频率不是足够高，悬臂梁较高次谐波可能会干扰 UFM 检测。这些谐波通常是被抑制的，但如果他们出现，那么会减少悬臂梁的有效动态刚度，特别是 UFM 运行在真空环境中。

调谐频率的实际流程始自非线性响应频谱的获取。伴随应用的幅值调制，超声振动频率扫过一个较宽间隔，其中心位于压电换能器的标称共振频率处。从此频谱可以找到非线性响应获取的频率。第二步是分析检测到非线性响应的频率处的超声诱导的正常偏转。获得可复制的和可靠的 UFM 数据的实际导引如下[18]：

1）幅值调制频率一般应该处于 0.5 ~ 3kHz 范围之内。低于 0.5kHz，反馈往往改变了超声诱导的正常偏转。超过 3 kHz，特征时间常数和悬臂梁响应延时可与幅值调制周期相比拟。

2）最大超声幅值必须被选择，以便平均门限幅值大概发生在参考周期的 3/4 处。

3）侧向偏转信号应该也被检查。如果侧向响应不稳定，那么法向偏转可能受影响，尽管法向偏转看似稳定。

实验设备可以基于大多数的商用 AFM[13,22]。为了实现 UFM，主要的机械方面的修改是试样抓持器，目的是施加法向超声振动。商业系统的试样抓持器通常是一个金属的薄盘，通过压力执行器内部（扫描器）的磁力定位器将它固定在该执行器上。压力盘（超声变送器）能永久地粘在试样抓持器上，如氰基丙烯酸酯或环氧树脂。绝缘垫片可以插入金属试样架和压力盘之间，目的是将较低的压电盘的电极和 SFM 单元隔离开。压电盘具有纵向共振，与其厚度成反比（典型厚度为 1mm 相对应 2MHz）。直径从 8 ~ 20mm 是常见的（根据 SFM 系统而定）。非常柔软的连接线（如果试样被扫描，这是非常临界的，由于处于 DI 多模™或 DI/热微显微镜 CP 系统）应该与低熔点焊料相连，目的是避免压电盘的去极化。压电盘的顶部被连接到地，目的是避免探针和试样之间的电气互扰（特别是研究导电性试样）。

对于超声振动，用可编程波形发生器产生所要求频率范围内的信号，典型范围为 1 ~ 10MHz。应该具有不同调制波形的幅值调制模式，特别是具有空白段的锯齿波（见图 11.2b）或至少锯齿波形能力。对于平均压电盘，$10V_{pp}$的最大输出电压是绰绰有余的（某一典型的实验使用 1 ~ $4V_{pp}$幅值）。可以在示波器上看到超声波诱导正常偏转（最好是数字信号平均值），其手段是使用反馈误差信号（调制提供的超声偏转到反馈电路截止频率上）。示波器和锁相放大器应与调制频率保持同步。

试样可以通过声耦合器如苯（苯酯）直接粘在压电盘上，其熔点是 42℃；一粒水晶水柳酸苯酯被用于超冷液体的冰核。后来，水柳酸苯酯可以融化，无损伤地移除试样。环氧树脂和其他胶水会更持久。试样尺寸和质量必须与显微镜的载物台和扫描仪兼容，试样需要抛光、切割或铸造，保证足够平坦以避免后面 11.7 节所讨论的表面效应。

图 11.4 给出了 AFM 和 UFM 图像，图像来自于包含碳化硅纤维（SiC，杨氏模量 $E \approx 500$GPa）的莫来石基体（$Al_2O_3$ 氧化硅，杨氏模量 $E \approx 150$GPa）的纵截面。这些都是相对坚硬的材料。图 11.4a 中的 AFM 图像显示了纤维（1）和基体（4）之间具有粗糙沟槽（3）的表面。图 11.4b 中的 UFM 图像解释了弹性，给出了接口包含一个相对较软的层（3）涂层，该软层包裹着 SiC、莫来石较硬的地区之间的碳化硅纤维。表面图像（见图 11.4c）区域的力调制图像（见图 11.4d）显示的信息为：图像信息与纤维接口的结构无关，强调不相关的表面污染。

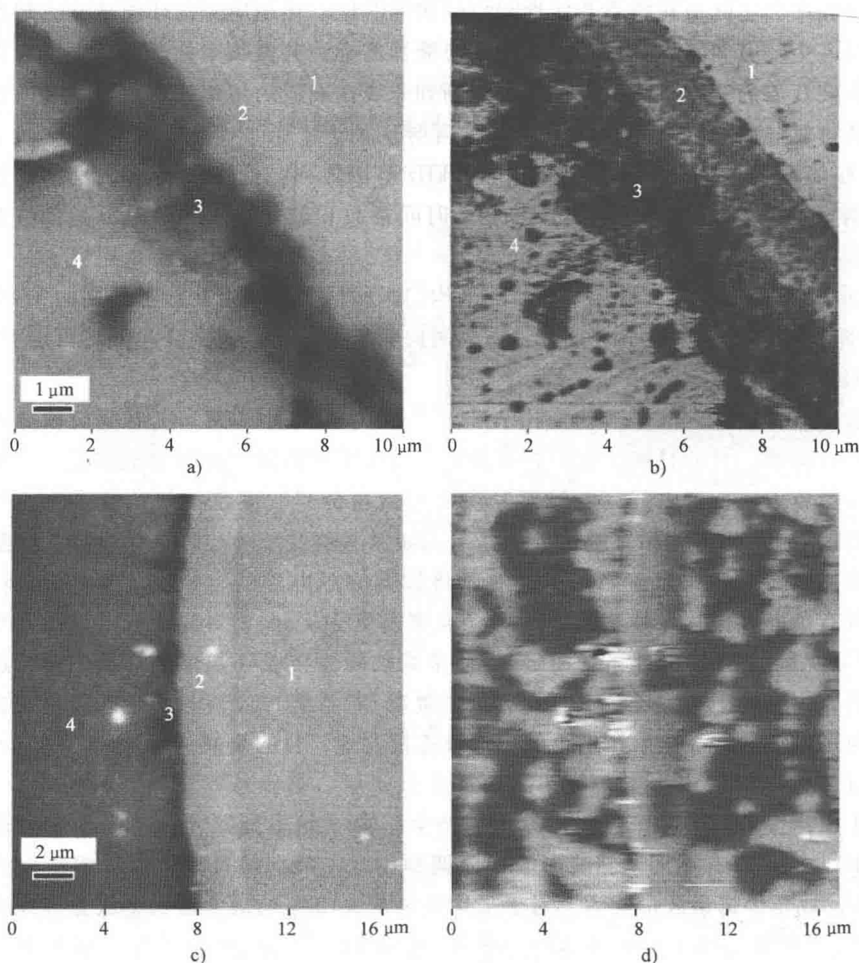



图 11.4 碳化硅陶瓷纤维的表面 AFM（a）和弹性 UFM（b）图像，表面 AFM 图像给出了锯齿状沟槽接口，它分割出碳化硅纤维（1）和莫来石（$Al_2O_3$-$SiO_x$）基体（4），弹性图像揭示了接口的细致结构，它包括相对柔软的夹层的中间富碳层（2）和柔和反应层（3），将较硬的碳化硅与莫来石相互分离。图像尺寸是 $10 \times 10\mu m^2$，表面图像（c）区域的力调制图像（d）给出了与纤维接口结构不相关的信息，突出不太相关的表面污染[4]

## 11.4 UFM 对比理论

UFM 检测是通过测量低频条件下悬臂偏转获得（见图 11.2）。施加在试样上的超声振动是从固定的纵波换能器到底部，引起试样表面的法向振动。随着增加超声幅值，接触最终在拉开点（$a_1 = \Delta h_1$）处被最终破坏，给出一种不连续的时间平均位移。把此时

的超声幅值定义为门限幅值，相应的位移曲线的拐点作为力跳。超声幅值的进一步增加导致时间平均里的稳定增加，以及随之而来的准静态法向偏转[18]。

从初始压痕 $h_1$ 开始的振幅 $a$ 的法向振动所引起的悬臂梁上力是通过一个周期上的积分获得[13]，其表达式为

$$F_m(h_1,a)=\frac{1}{T}\int_0^T F[h_1-a\cos(2\pi ft)]\mathrm{d}t \tag{11.1}$$

式中　$F(h)$——没有超声振动依赖于压痕深度的力；

$f_{ult}$——超声的频率，积分区间采用 $T_{ult}=1/f_{ult}$ 一个周期作为积分区间。

因为力函数 $F$ 的非线性，悬臂梁将获得一个新的平衡偏转 $z_{eq}$，它与新的平均压痕深度 $h_{eq}$ 相对应，所以有

$$F_m(h_{eq},a)=k_C z_{eq} \tag{11.2}$$

本描述是基于简化的考虑，其中悬臂梁被视为一个质点。悬臂梁的完整分析考虑其分布式质量和多种振动模式[21]。这允许 UFM 运行模式和图像对比的更严格的描述，也提供利用悬臂梁作为波导引的理论基础，通过悬臂梁引入振动[23]。在本章描述的应用中，UFM 的关键组件和机械二极管原理如下：

1）超声振动频率处的悬臂梁的惯性硬度。

2）低频处附加力的非线性检测。

3）检测频率处悬臂梁的屈从度。

UFM 信号依赖于局部探针—表面力依赖性，因此受许多因素的影响，包括物体的表面结构方面的弹性、附着和黏弹性松弛，类似于裂缝的局部表面及不连续性，以及特殊探针的形状。主要的特性通常是试样表面周围的弹性硬度。

如我们所见，对幅值 $a_u$ 的外差试样振动的 AFM 悬臂梁响应能通过引入一个新的力与隔离依赖关系 $F_m(z)$，$F_m(z)$ 是通过平均振动周期 $T$［式（11.1）和式（11.2)］推导出原始 $F$（$z$）依赖关系。因此，UFM 响应的计算是相对容易的，在 SFM 中使用著名的力平衡方程，提供原始 $F(z)$ 依赖关系。

为了从式（11.1）和式（11.2）计算 UFM 响应，力与分离依赖关系必须是已知的。探针—表面力的相互作用力 $F(z)$ 连续力学描述的选择取决于几何形状、弹性和附着能量。一种近似本身的分析模型是 Johnson-Kendall-Roberts（JKR）模型[24]。力 $F$ 和位移 $z$ 都可以用接触区域的半径 $a$[25] 表示出来：

$$F=\frac{4E^*a^3}{3R}+\sqrt{16\pi\gamma E^*a^3} \tag{11.3}$$

$$z=\frac{a^2}{R}-2\sqrt{\frac{\pi\gamma a}{E^*}} \tag{11.4}$$

附着能量是 $\gamma$，相互的平面应变模量和曲率半径分别是

$$\frac{1}{E^*}=\frac{1-v_t^2}{E_t}+\frac{1-v_s^2}{E_s} \tag{11.5}$$

$$\frac{1}{R}=\frac{1}{R_t}+\frac{1}{R_s} \tag{11.6}$$

式中 $E$ 和 $v$——分别表示杨氏模量和泊松比率；

下标 t 和 s——探针和试样。

在近似表示中，如果探针的原料比样本严格得多，以及试样的表面是扁平的，那么 $(1-v_t^2)/E_t$ 项和 $1/R_s$ 项可以被忽略；如果试样具有类似于聚合物的粘弹性，那么将存在附加的滞后效应[26]。JKR 模型非常适合于大半径和大的附着能量、小硬度；其他模型适合于不同体制[27]。所有连续的力学模型给出了非线性，通过瞬间硬度决定于接触面接的假设来描述非线性，推比拉的瞬时硬度要大。纳米尺度接触的原子建模暗示接触面积及相关的硬度可能是连续模型所得结果的 2 或 3 倍，但它不能替换力—位移关系具有较高非线性的结论[28]。

对于图 11.6a 中的硅和锗表面，使用 JKR 模型、硅和锗的弹性模量平均值[29]来计算 UFM 响应。无应变 Si 和 Ge（曲线 1 和 2 在图 11.5a 和图 11.5b）的 UFM 反应计算是明显不同的，Ge 反应发生的幅值要比 Si 的高一些。幅值的精确选择将给 Ge 较小的 UFM 信号，确定直接映射的 Si - Ge 纳米结构的弹性的可能性。图 11.6 给出的图像显示硅上的硅锗量子点对比度。利用传统的 AFM 表面获取图 11.6a，具有下面的线扫描。利用 UFM 得到图 11.6b，具有相应的 UFM 线扫描。利用工程的硬度参数，锗（$E_{Ge}$ =

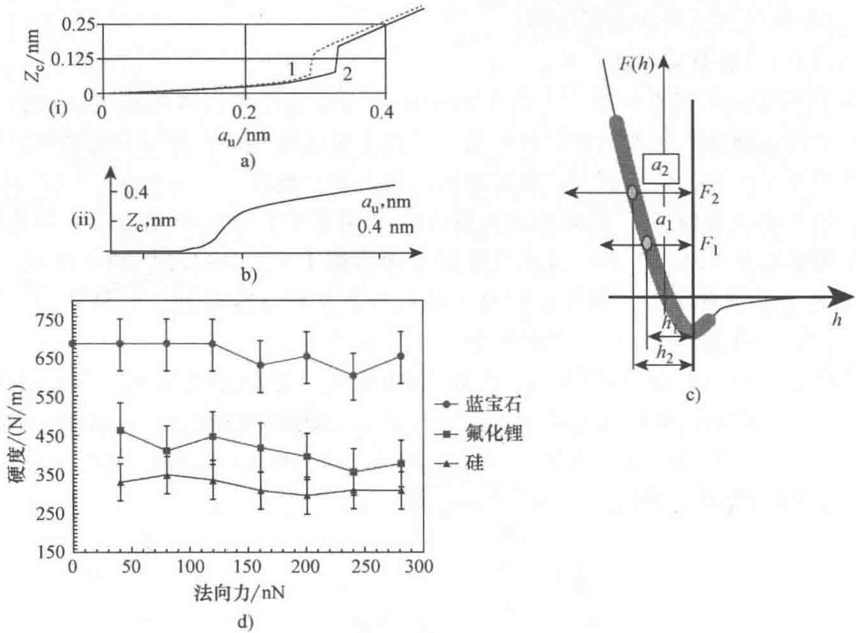



图 11.5

a)、b) Si(1) 和 Ge(2) 表面上 UFM 响应的理论计算，基于参数 $E_{Si}=164\text{GPa}$，$E_{Ge}=121\text{GPa}$，周围环境的表面能量为 $W=1\text{N/m}$，探针半径的制造数据 $R=10\text{nm}$ c) 接触硬度测量的差分 UFM 方法的图示[30]。如果测量到对于两个不同法向力的（$F_1$ 和 $F_2$）门限幅值（$a_1$ 和 $a_2$），接触硬度 $S_{eff}$ 的表达式为 $S_{eff}=(F_2-F_1)/(a_2-a_1)$ d) 针对蓝宝石、硅（100）和氟化锂（100），利用差分 UFM 获得实验硬度测量[31]。（标称悬臂梁硬度为 $k_c=2.8\text{N/m}$，曲率半径 $R=10\text{nm}$）

121GPa）的硬度稍逊于硅（$E_{Si}$ = 164 GPa），Ge 岛给出的信号比周围湿润层的信号要低一些，其中包含在 Si 基层上存在两个或三个 Ge 原子层。暗点周围的明亮 UFM 信号可能是因为表面效应，这将在 11.7 节中继续讨论。在这些点的边缘，探针和底层之间的接触区域可能被增加，特别是如果这些点被沟或类似结构所包围，这能引起接触硬度的增加，伴随着增强了 UFM 信号。根据这些点的尺寸和形状的分布，已经研发出基于统计热力学的模型[32]。已经获得单独锑化物粒子的 UFM 图像[33]。汇聚和瞬时快速结晶形成纳米粒子，该过程是将 Sb 热沉淀到较高定向的热解石磨（HOPG）和二硫化钼（$MoS_2$）基础平面上。利用局部刚度变化解释 UFM 的对比度，这是与纳米晶体内的应变区域的透射电子显微镜的证据相关的。

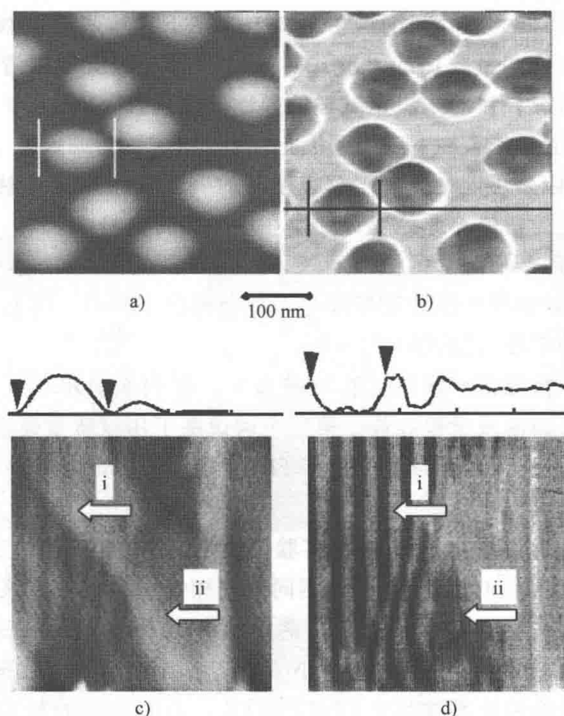



图 11.6　Si 基材上 Ge 量点的表面（a）和 UFM（b）图像（图像尺寸：400 × 400$nm^2$）[18,29]。GaSb-InAs 超晶格的表面（c）和 UFM（d）图像（箭头 i 和箭头 ii 分别指示 40nm 和 8nm 的周期性。超晶格被劈开并立即装配在试样台面上。表面图像显示表面非常平整（1$\mu m^2$ 面积上的 RMS 粗糙度 <0.2nm）。较宽层（箭头 i）是勉强可见的，而较细层（箭头 ii）是完全不可见的。仅为 4nm 宽的非常细腻的晶格（箭头 ii）可以在 UFM 图像（d）中观察到[18]）

## 11.5　对比硬度的量化测量

力与压痕关系曲线的形状依赖于表面黏性和弹性。这些参数的变化影响超声波引起

的偏转。相反，超声诱发正常偏转的形状变化包含了表面黏性和弹性信息。图 11.2 指示出门限幅值如何依赖法向力。如果法向力被设置为较大值 $F_2 > F_1$，那么需要达到拉开点的门限幅值（$a_2 = h_2$）应该比 $F_1$ 对应的门限值（$a_1 = h_1$）要高。如果测量两个不同法向力值（$F_1$ 和 $F_2$）所对应的门限幅值（$a_1$ 和 $a_2$），接触硬度为

$$S_{eff}(F_{av}) = \frac{F_2 - F_1}{a_2 - a_1} \tag{11.7}$$

式中

$$F_{av} = (F_2 + F_1)/2 \tag{11.8}$$

差分 UFM 方法的精美之处在于：在已知力水平下，纳米级接触的接触硬度绝对值是直接以超声振动幅值和所施加的力形式测量出来的（独立于附着或其他接触参数）。需要知道接触几何情况，目的是决定试样的弹性硬度。

差分 UFM 方法主要基于如下三个假设：

1）确定幅度门限是可能的，对于超声循环的一部分，定义接触断开并且拉离发生处的幅值。它被确定为幅值，此处变形发生在法向偏转信号中。

2）门限幅值依赖于所施加的法向力。

3）在超声工作频率处的悬臂梁振动是可以忽略的。因此，不同法向力值所对应的不同幅值门限的差等于压入差 $\Delta h = h_2 - h_1$。

第二个假设基于接触机械模型，在该模型中，影响不稳定点（拉开点）和附着的黏弹性效应是可以忽略的或者被容许。第三个假设基于用点质量模型表达悬臂梁。仿真通常使用分布式质量模型，可以看出：悬臂梁的超声振动相对小，许多情况下小于 UFM 法向偏转的 0.05[21]。

图 11.5d 给出了使用差分 UFM 进行实验硬度测量方法，针对三种高模数材料：蓝宝石、硅（100）和 LiF（100）[31]。使用相同的硅探针压测试样，该探针安装在 V 形悬臂梁上（标称悬臂梁硬度为 $k_c = 2.8\text{N/m}$，曲率半径 $R = 10\text{nm}$）。在三个试样的几平方微米的区域上，接触面的表面 RMS 粗糙度小于 0.2nm。三套数据之间的相对差别说明：这三种原材料的弹性特性能通过差分 UFM 区别开；所施加力的相对独立性可能说明探针已经被类似坚硬试样的扩展接触点弄平的事实。

## 11.6 UFM 图库

超声力显微镜能够给出宽范围弹性特性的试样对比度，从硬的类似半导体或陶瓷的晶体材料［包括坚硬的复合物（如金属、金属氧化物、碳纤维）和聚合物］到柔软的橡胶类的夹杂物和蛋白质。

图 11.6c 和图 d 给出了一个间隔 40nm 和 8nm 的双倍 GaSb - InAs 的超晶格。超晶格被劈开，并被立即安装在试样台面上。表面图像显示表面是扁平的（1 $\mu m^2$ 面积上的 RMS 粗糙度 <0.2nm）。较宽层（箭头 i）是勉强可见的，而较细层（箭头 ii）是完全不

可见的。UFM 对比度不同于表面，尽管弹性模量的差别仅有约 6%（$E_{GaSb}$ = 88GPa，$E_{InAs}$ = 82GPa）。UFM 检测到此差别，GaSb 层亮于 InAs 层。非常精细的超晶格（箭头 ii）仅有 4nm 宽层，在 UFM 图像中是可见的（见图 11.6b）。

扫描探针技术的分辨率充满了快乐的惊喜。扫描隧道式显微镜分辨率的原始估计假定了一个半径为 100nm 的光滑球体。所得到的真正分辨率远高于此，因为探针是原子层面的粗糙度，完全可以认为是光滑的。尽管有达尔文的自然选择过程，到用户准备记录图像时，探针具有单原子突出，远比其他更进一步，得到亚纳米分辨率。对于 UFM，侧向分辨率如何与相应的 AFM 对比不是非常明显的。在超声振动期间，接触尺寸从零到某一尺寸内变化，这比相同法向力点工作在接触模式传统 AFM 要大。UFM 信号是由力—位移曲线的非线性所引起，在接触区域半径最小时，这种非线性最大。因此，可能期望：UFM 侧向分辨率应该至少达到 AFM 侧向分辨率的效果，甚至更好一些。图 11.6d 中的精细间隔晶格的 UFM 分辨率证明了这一点。

半导体芯片上的高密度互连将处理器与内存、其他功能模块连接起来。在大马士革工艺中，使用开放沟道掩膜潜在氧化硅隔离层，然后充满金属。然后，使用化工—机械

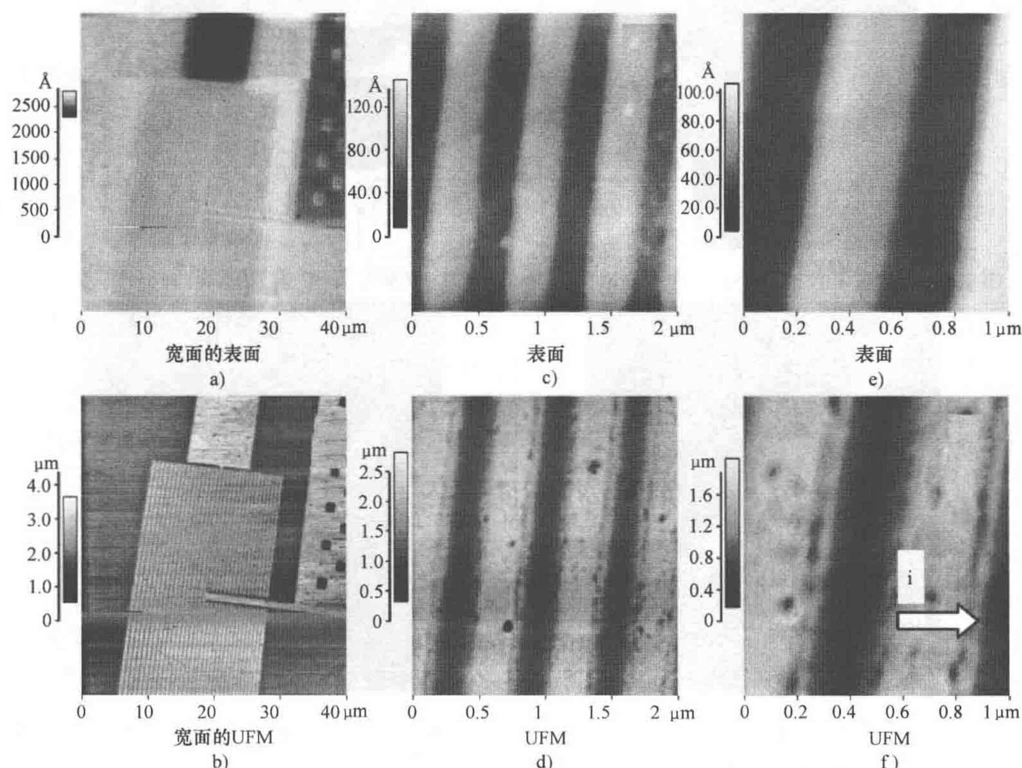



图 11.7 在 Al/BCB（铝/苯并环丁烯）大马士革测试结构的沟道区域的（a，c，e）AFM 和（b，d，f）的 UFM 图像。对比度颠倒了表面和弹性扫描。这里存在 Al 和 BCB 之间的弹性接口层变化。硬度增强和未改动的 BCB 接口是由白箭头 i 指出[34]

抛光去去除金属直到隔离层顶部。该术语来自于大马士革花纹剑相关的冶炼过程。图11.7给出了大马士革互连测试结构的AFM和UFM图像。它们给出了临近棋盘接触垫的0.32 μm宽的沟。UFM图像（见图11.7b、图11.7d、图11.7f）显示出小的表面敏感性，而UFM差异是专门轮廓的聚合物和均匀穿过扫描区域的Al区。Al相应的图像对比是统一穿过沟槽区域、10μm宽铝条和接触垫。表面图像中的白色区域是聚合物（苯并环丁烯BCB）隔离器，它具有低的介电常数（低$k$），目的是增加芯片上的数据传输率。表面图像上的暗区域是铝质链接器。表面是化学—机械抛光过程中原材料不同剥离速度的结果。UFM对比度主要来源于Al和BCB弹性模量之间的差别。UFM图像暴露出BCB墙的整个顶部的弹性不一致性。两个明显区域是透明的。BCB墙的中心区域显示一个较低接触硬度，这是与Al/BCB接口附近的高对比度区域而言，这可能预示Al/BCB接口附近的BCB刚度的增加[34]。

图11.8中所示的试样是低硬度。图11.8a和图11.8b显示了合成物，包括注模聚

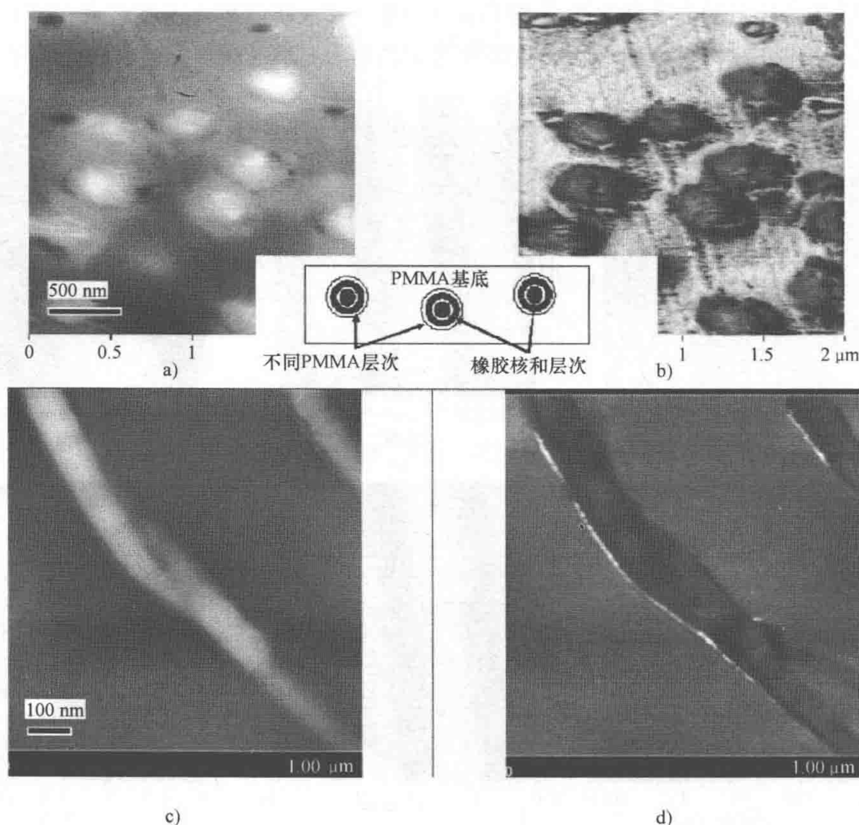



图11.8 a）表面和b）UFM图像：注模聚合物（甲基丙烯酸甲酯）（PMMA）（$E_{PMMA}=4.5GPa$），其中球状PMMA-橡胶夹杂物（$E_{rubber}<0.1GPa$）[35]。c）表面和d）UFM图像：在新劈开的云母上的胰淀素纤维，胰淀素纤维硬度次于云母，UFM揭示了纤维封装的内部结构。Grishin等的图库[36]

合物（甲基丙烯酸甲酯）（PMMA）（$E_{PMMA}=4.5GPa$），其中球状 PMMA - 橡胶夹杂物（$E_{rubber}<0.1GPa$）是为增加其抗断裂强度[35]。夹杂物的结构被显示在嵌入式图片中。每个夹杂物是由橡胶核、PMMA 的替代层，并且带有外层的几纳米厚度是 PMMA 材质组成的。在 UFM 图像中，夹杂物有一个组织结构，该组织是由于制造过程或扫描本身诱导的表面损坏所导致的。它们显示出与周围不同的弹性行为。夹杂物之间对比度差异可能是由于给定夹杂物相对表面的深度或者 PMMA 保持周围橡胶的外围数量的不同所致。

图 11.8c 和 d 给出了胰淀素纤维的图像，其获取过程是沉积在水溶液中的云母，然后脱水。蛋白质具有较低的硬度。云母是一种合适的衬底，因为它被劈开的平面是原子级的平整，并且提供蛋白质的良好结合。在传统的接触模式 AFM 中，那些试样没有清楚的表面图像，这是因为扫描忽略软的材料。UFM 的超声信号应用允许通过描述为超润滑的机制获得表面图像（见 11.8 节）。UFM 图像显示 50 ~ 100nm 尺寸的纤维是更兼容于周围面积，暴露出纤维的内部反射包装。

图片库显示：UFM 如何对较宽范围的材料弹性特质进行成像，从非常坚硬的工程陶瓷到非常软的聚合物和生物聚合物。秘密在于不同频率的使用，高频给出惰性的硬度，低频给出灵敏度检测。这可以类比为使用四点探针去测量电子设备，既有低阻抗的电流源，又具有高阻抗的电压表。下一节解决可能出现在 UFM 图像中的一些人工制品，如何识别它们、考虑它们，如果可能的话，如何避免它们。

## 11.7 图像解释：附着和表面效应

除了 UFM 准备成像的弹性特性外，任何影响探针—表面相互作用的因素将影响 UFM 对比度。其中显著的是表面附着和突变的表面特性。弹性和附着都会影响超声诱导的法向偏转（使用门限幅值和力弹跳量化地对其描述，见图 11.2）的形状。如果没有可感知的附着特性的变化，门限幅值的变化将很好地显示硬度的变化。而这对于刚性无机试样是有效的，一些试样，特别是具有使成可塑表面、高亲水性或者具有软表面的聚合物试样，可能与行为存在偏差。

图 11.9 显示了一个有机生物脂 Langmuir-Blodgett（LB）膜，它是沉淀在新劈开云母的亲水性的基片上。膜的拉长的分子已经被压缩到一个液相和固相共存于空气—水界面程度。在液相下，尽管分子的流动性受到抑制，但是分子在空间上是无组织的。在固相下，分子相互排列，趋于构成六边星形，每个分子具有不同封装方向[37]。表面轮廓图像（见图 11.9a）包括这样星星的边界，并夹杂着液体。表面上的微小尘埃颗粒形成流体相中的分子序列，形成固相的主要地区之间的孤岛。在流体相中，各个分子相对法向倾斜一个随机角度，使平均高度低于固相 2nm。在 UFM 图像中，来自于锁定放大器的较高输出被显示为较亮的颜色。这典型由较低门限阈值和较硬材料所导致。在 UFM 图像（见图 11.9b）中，液相比固相要明亮些。为了避免液相比固相坚硬的幼稚结论，人们应该进行仔细的检查，监控每个相位上的超声诱导法向

偏转的确切形状。

图 11.9c 给出两个固相和液相之上的超声诱导的法向偏转信号。液相的门限幅值高于固相的幅值，但是固相到达拉离点的力弹跳高于液相。锁定放大器的输出是由偏转曲线和零（显示为断裂线；偏转显示为低于零）之间集成面积决定的。液体响应给出较高的锁定放大器输出，因为它的信号区域较大。对于具有高附着度变化的试样，图 11.9c 中的形状差别是警告标志，该解释应该考虑锁定放大器对这样行为的响应。需要理论建模来决定门限放大器是如何受附着特性的影响。一种替代的方法是使用差分力方法用于 11.5 节中描述的接触硬度测量，目的是补偿附着分布的变化。任何附着显著的时刻，整个试样的超声诱导的偏转形状及一致性作为一个好的检查，以防伴随附着的伪造，一个推论能提供试样附着特性变化的信息。

另一个对 UFM 对比度有显著影响的因素是来自于探针—表面几何形状变化的灵敏度。几何形状受刚度和附着度的影响，但是也受表面轮廓的影响。对于单纯硬度变化所导致的对比度，理想的试样是：它的表面相对于探针曲率是光滑的。既然这不是经常如此，理解表面轮廓变化证明自己在它们发生变化时能够识别对比度，这一点是非常重要

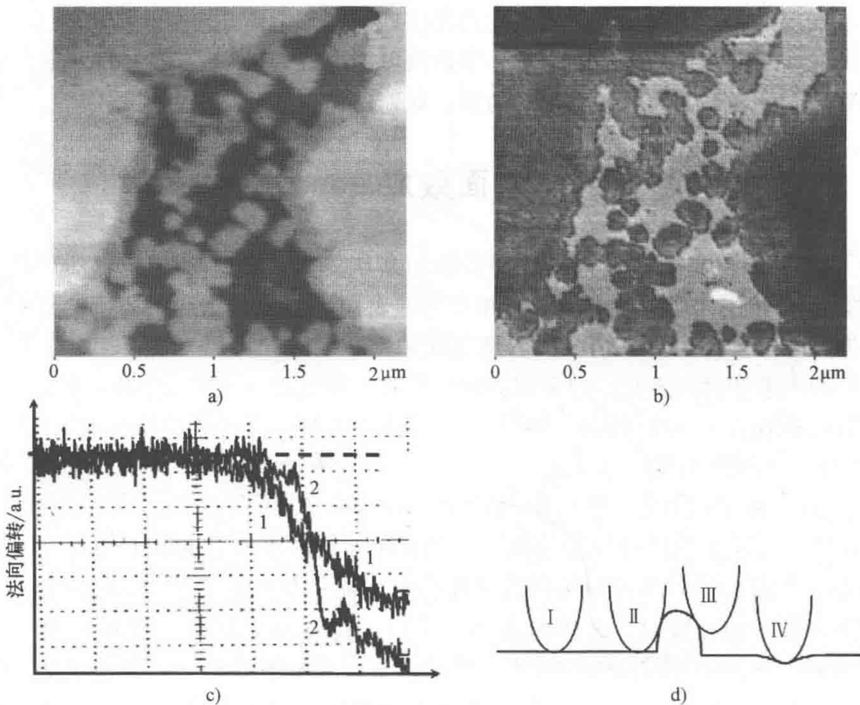



图 11.9 附着性和表面轮廓对对比度的贡献

a) Langmuir-Blodgett 有机生物脂膜的表面图像具有规律的类固相区域（亮区域）和无规律类液相区域（暗区域） b) 液相区域的 UFM 图像显示反（较亮）对比度，这些区域与 UFM 响应形状变化区域相连 c) 由于强的附着，而不是单单由于门限阈值的改变 d) 接触区域增加的原理图示，导致明显的试样局部硬度增加[18]

的。图 11.9d 给出了一些可能的情况。由于负的局部曲率或者曲率骤变，接触面积的增加导致接触硬度变强，因此需要低门限幅值来打破接触。这可能被错误地解释为较为坚硬材料的存在。在另一方面，如果由于正的局部曲率导致接触面积的萎缩，硬度降低的同时门限幅值增加。结果是：该区域可能被不正确地解释为更顺从的材料。图 11.6b 中的 Ge 量子点周围的明亮光环是区域的边界效应，其中圆形 AFM 探针同时接触到突出的点和基板，增加了有效的探针—表面接触硬度（和 UFM 响应）。在某些增长条件下，壕沟形成在 Ge/Si 点附近，这将进一步引入几何效应。这类似于图 11.9d 的情况 ii。这样的光环让人们估算接触趋于尺寸的上限和此后的 UFM 分辨率。在此情况，它大约是 5～10nm。

## 11.8　超级润滑

在扫描探测显微镜中使用超声振动的附带益处是减少试样和悬臂梁之间的摩擦。尽管超声增加了作用在探针上的附加平均力，但是对于振动周期的一部分，探针—表面连接断裂时，摩擦力消失[38]。接触没破裂时摩擦力甚至被减少，此类减少不是非常依赖于法向负载。一旦接触破裂，相关的力消失，悬臂梁几乎立即滑到新的振动位置，那里没有相关的力，因此没有摩擦。图 11.10 给出了超声幅值对摩擦力和悬臂梁偏转的效应。图 11.10a 所示是实验的草图，其中使用悬臂梁的扭转偏移测量此摩擦力。对于在抛光的 Si 试样上的 $Si_3N_4$ 微杠杆，图 11.10b 给出超声幅值效应，法向负载的两个不同值为 0 和 2nN。随着超声幅值从零增加，摩擦力首先慢慢降低，无论法向负载如何，摩擦力都开始于相对低的超声幅值。当幅值到达一个阈值（利用垂直点线）时，该幅值依赖于法向负载，悬臂梁偏转是由于力曲线的非常强的非线性所导致。在超过门限的幅值，摩擦力很快归零。此类摩擦力消失的现象在微机电系统（MEMS）和纳米机电系统（NEMS）中有众多应用。

该摩擦力的减少已经被用于对 90nm 聚苯乙烯球进行成像（见图 11.10c 和图 11.10d）。当施加超声振动时，发生超声振动的球面的有序布置仅在表面上（见图 11.10c）可见。在缺少超声（见图 11.10d）的接触模式 AFM 图像仅仅显示模糊的条纹。随后对相同区域进行的 UFM 检查显示：乳胶球的布置是如何被 AFM 扫描打乱的。超声超润滑让 UFM 被用于研究细腻的试样，其工作模式类似于轻敲模式 AFM。

磁性记录材料有嵌在聚合物黏接剂的氧化粒子。作为一种离奇的历史见证，图 11.10e 和图 11.10f 给出了软盘中原材料的图像。在水下采集的图像，图像显示 UFM 的机械二极管能很好地在液体中工作。表面图像（见图 11.10e）给出了聚合物和黏接剂粒子之间的微小对比度，该类黏结剂在 UFM 图像（见图 11.10f）很容易是透明的，在区域 i 内部和区域 i 和 ii 之间的都是如此。在每种情况下，对比度来自于不同氧化物和聚合物的弹性属性的差别。

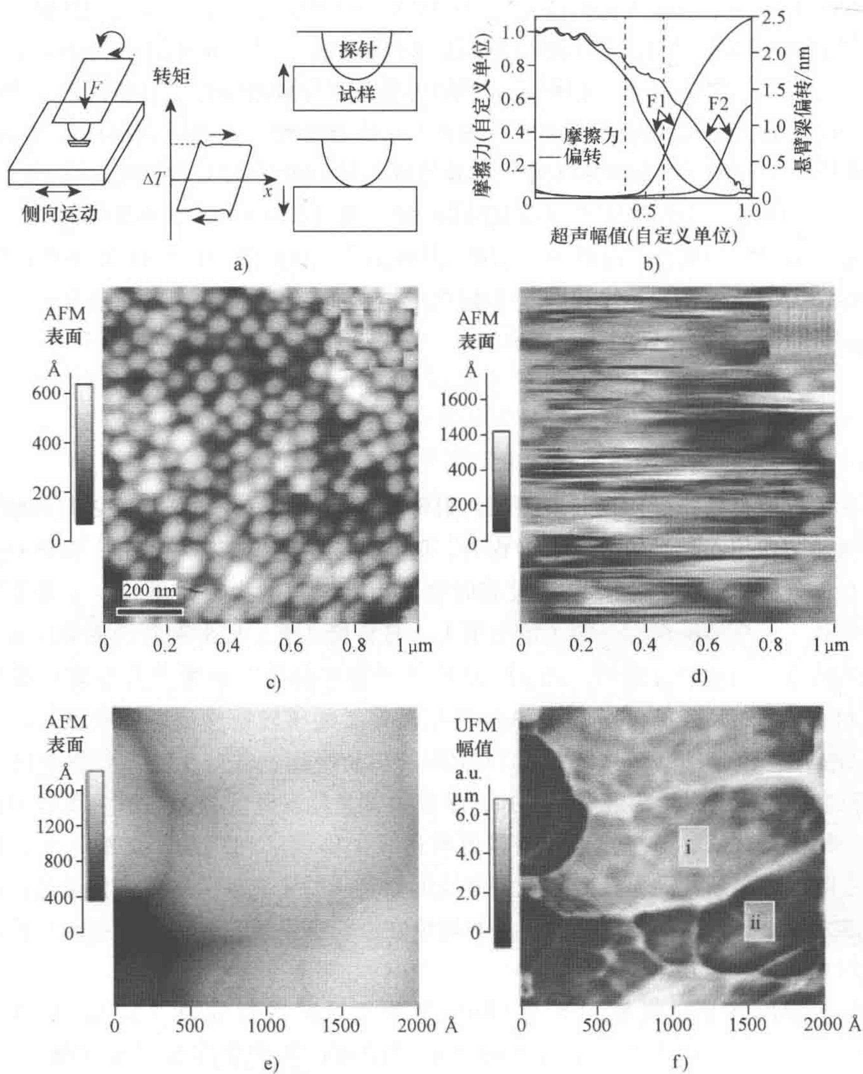



图 11.10 超声诱导润滑性

a）实验原理图 b）依赖于超声幅值的动态摩擦力和悬臂梁偏转的测量（Si 样本、$Si_3N_4$微杠杆），所施加的负载是 $F_1$：0；$F_2$：2nN。滑动速度是 50nm/s[38]。c）、d）90μm 聚苯乙烯球面的表面成像 c）超声 UFM 模式 d）是没有应用超声的标准接触表面模式 e）与 UFM 图像相应的表面成像 f）软盘的 UFM 图像

## 11.9 表面下面的缺陷

既然作为 UFM 激励的声波要穿过试样，期望的是：UFM 对比度将对表面缺陷或不

连续性具有敏感性。图 11.11 给出了类似表面缺陷的实例，这显示出一个几微米的聚合（对苯二甲酸乙二醇酯）（PET）基板，它被包裹 20nm $SiO_x$ 层，其中 $1 \leqslant x \leqslant 2$[18]。这种纳米复合材料用于包装，利用玻璃层提供抵抗气体穿透聚合物的防渗透屏障。试样上有一个穿越型裂纹，可能被过度疲劳损伤所引起，它提供了气体渗透的通道。UFM 图像（见图 11.11b，尽管不在表面图像图 11.11a 中）中的可见度是几个直径为 3 μm 的圆盘或类似的。这些被解释为聚合物和 $SiO_x$ 玻璃之间的隔离屏障。UFM 频率是 2MHz。在这个频率处，PET 中的波长大约是 1mm。尽管隔离屏障的厚度可能是小于此值，在空白处的空气和任何一边的原材料之间的阻抗失配是如此大，以至于穿越隔离屏障的传输可以被忽略。玻璃层的厚度要比隔离层的侧向厚度小得多，隔离层上的 UFM 信号是小的，会产生图 11.11b 所示的暗补丁。利用此方式，UFM 能检测出基板缺陷，该类缺陷不能由其他 AFM 技术直接暴露出来[39]。

纳米结构能在 UFM 中成像，即使弹性不同质不像一个裂缝或者隔离层那样具有一个大声学阻抗失配。表面质量必须竭尽自动地平坦，为了不掩盖子平面弹性信息。图 11.11c～图 11.11e 显示了半导体量子点（QD）纳米结构的子平面的纳米分辨率弹性成像。这些是在盖层下面 GaAs 矩阵（弹性模量的差别大约是 20%）中的 InAs 量子点。表面轮廓（见图 11.11d）有一些潜在结构的模糊显示，而 UFM 图像（见图 11.11e）揭示了可识别的 QD 结构。

当弹性区域的刺入深度不足够时，涉及 UFM 纳米级分辨率材料敏感度的高级成像理论最近被研发出来[40]。一种高级方法使用 Ar 粒子束的横截面抛光，这是通过退出试样的粒子束（BEXP，粒子束退出粒子横截面磨光）。在该方法中，试样被倾斜一个小的角度，考虑到抛光粒子束是从受关注表面底部入射，并且以与边界机械抛光相同扫射角度射出[41]。这生成了近乎完美的纳米度量尺度扁平横截面，具有抛光和原始的试样表面的接近开放角度棱镜形状，该表面是 SPM 成像的理想表面。使用新的方法和原材料敏感型 UFM，可能映射深度分辨率 18nm 层周期的 InSb/InAs QD 超晶格内部结构到 5nm 阶次（见图 11.11f～图 11.11h）上。具有 UFM 成像 BEXP 也被显示为可用于揭示在超大规模集成低 $k$ 节点互连接口的细节，类似于图 11.7，以及多孔硅、鲍鱼壳的机械纳米结构细节。

对于 UFM 探测子表面物体的深度没有统一公式。如果超声波长可与任何相关试样尺寸相比较（通常是这样的），那么一个好的方法是考虑静态弹力中的等效问题。如图 11.11a 和图 11.11b 所示，子表面分层一般将给出 UFM 图像中的边界，它的敏锐程度可以与表面以下分层的深度相比拟。如果悬臂梁响应的相位能被测量，那么可能使用来自于光学和声学近场成像的深度重构算法[42]。对于大多数目的，通过将问题转换到另外角度来考虑特性方面的不太突然变化。一种赫兹基础给出一个场，其特性深度是能与接触面积的直径相互比拟[25]。既然 UFM 的分辨率是由接触区域的尺寸决定，那么其上 UFM 对于弹性特性的微小变化都会敏感的深度与分辨率是可以比较的。弹性介质的较大变化给出来自较大深度的对比度；根据圣维南的理论，分辨率将不那么过度地依赖探针—试样接触的几何关系。

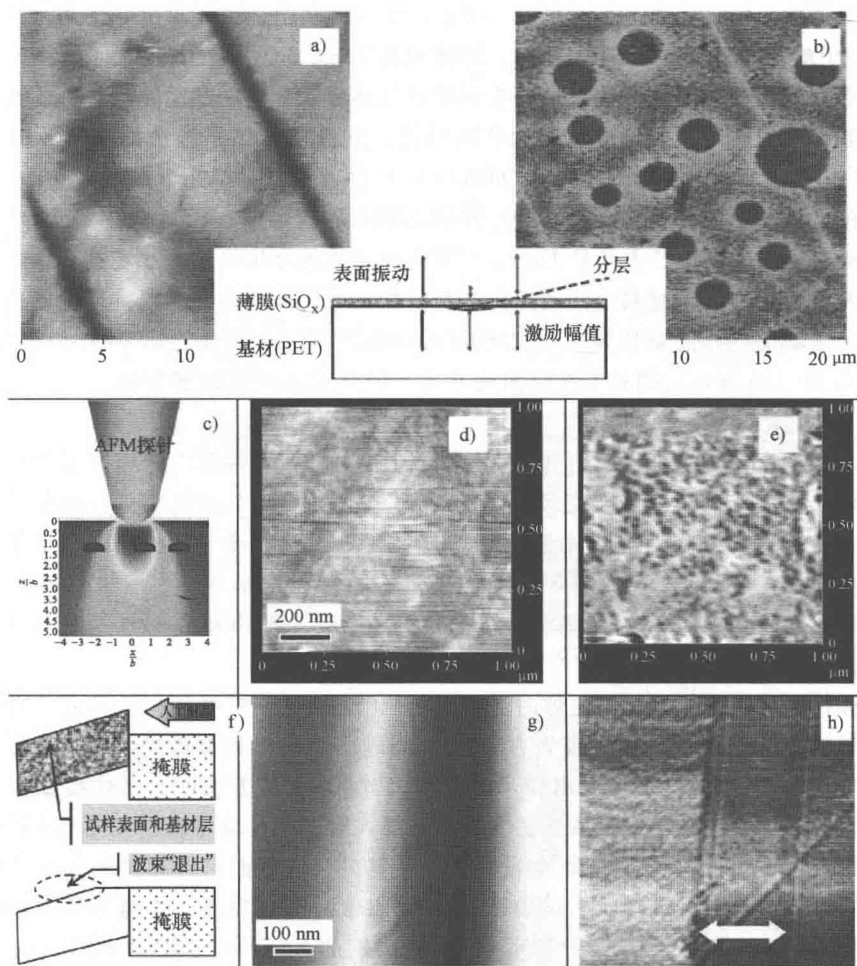



图 11.11　利用 UFM 对弹性的子表面成像

a)、b) 子表面分层的 UFM 观察原始报告—包围了 20nm $SiO_x$层的 PET 基板试样。UFM 图像（b）中可见的“泡泡”是氧化物—聚合物接口处的分层—原理图如（c）所示，这一点已经在表面轮廓图像中可以看到（a）[39]。(c) 以几个接触面积的直径次序，UFM 中的振荡弹性场穿透表面。(d) 在 GaAs 基板上的 InAs 量子点（QDs）表面和 UFM（e）图像部分地被 GaAs 表层覆盖。UFM 图像揭示了类似于表面轮廓的特性，但提供了比较好的差别和 QD 结构的局部化（例如，那个箭头指示了模糊的表面区域）（Mohamed Henini 友情提供试样）。(f) ~ (h) 粒子横截面抛光的原材料敏感 UFM 成像。(f) 退出 Ar 粒子横截面抛光（BEXP）原理示意图。受关注的表面层被暴露给仅仅的波束退出，因此没有被阴影掩膜所扰动。在 GaAs 基体中 InSb 超晶格层的（g）表面轮廓和（h）UFM 图像（箭头所指示的超晶格区域）。位于 5nm 和 25nm 深度的开始的两层超晶格层是明晰可见的（超晶格区域的 InSb 的平均聚集度大约是 1wt%）[40]

## 11.10　时间分辨的纳米尺度现象

AFM 悬臂梁在低频和高频上的硬度差别对 UFM 操作是非常重要的，能以散射的机

械波导形式更加严格地描述。低频上的高依从性与低阻抗相对应，高频率上高硬度与高阻抗相对应。一种弯曲波压下悬臂梁，导致探针的振动，而不是在简单 UFM 中类似于超声波通过试样传播的效应[20]。机械二极管效应仍旧能被用于检测探针—表面的相互作用。该方法是众所周知的波导 UFM（W-UFM）。它给出类似于简单 UFM 的对比度，具有的差别是试样不必能支持超声波传播，在一个具有强的块状异质的试样中，对比度将由赫兹接触区内部的特性所决定。

如果通过试样施加振动，可能进行差动检测。超声振动同时被施加给悬臂梁（在频率 $\omega_c$ 处）和试样（在频率 $\omega_s$ 处）。AFM 探针检测到不同频率（$\omega_c-\omega_s$）处的振荡力，非常类似差动无线电接收机。该方法是众所周知的差动力显微镜（HFM）。探针—表面力的非线性再次扮演了关键的角色。低频心跳振荡承载了原始高频振荡的相位信息。

为了评价 HFM 的相位敏感度和运算，考虑使用探针—表面力非线性的简单模型，其表达式为

$$F(z)=k_s(z_t-z_s)+\chi_s(z_t-z_s)^2 \tag{11.9}$$

式中　$z_t$ 和 $z_s$——探针和试样的瞬时间隔；

$k_s$ 和 $\chi_s$——描述线性和二次方力—试样响应的瞬时位移的系数。

任何对时间尺度 $\tau$ 的时间依赖现象，如黏弹性松弛或共振，能通过试样振动的相位延时 $\varphi=\omega_s\tau$ 表示，其中

$$z_s=a_u\cos(\omega_s t+\omega_s\tau) \tag{11.10}$$

仅保留 AFM 悬臂梁的低频项（既然高频项将被机械响应，也可能是电子电路过滤掉），由探针和表面的振动所导致的附加力表达式为

$$F=\chi_s\{a_t^2/2-a_ta_s\cos[(\omega_t-\omega_s)t-\omega_st]+a_s^2/2\} \tag{11.11}$$

式中　$a$ 和 $\omega$——位移的幅值和角频率；

下标 t 和 s——悬臂梁和试样。

花括号中的一项表示悬臂梁振动或 W-UFM 的非线性检测[43]，最后一项描述了试样振动（UFM）的非线性检测，中间项描述上述混合作用（HFM）。图 11.12 表示出了这样混合作用的实验证据。HFM 机械混合信号具有较高的信噪比，它紧紧跟随来自于驱动试样和悬臂梁压电换能器电信号的电子混合参考信号。甚至短的松弛时间 $\tau$ 将引起导致非线性 LF 悬臂梁响应的显著相位变化 $\omega\tau$。例如，如果频率差是几赫兹，悬臂梁振动采用 1°精度测量相位，HFM 可以检测处 300ps 的松弛时间。

差动力显微镜工作需要联合使用模块化光学激励和声学激励（光学 HFM、OHFM）。图 11.13a 给出了一个实现装置，它基于商用 AFM。透明的氮化硅探针被振动，而试样被光从上面进行照射，该光会以轻微不同的频率偏移。试样受到一定程度的周期温度变化，引起表面几皮米的振幅。因为探头—试样力曲线的非线性，接触探头的振动被诱导发生在不同频率上。该频率被选择为低于基础悬臂梁共振频率，但高于 AFM 反馈环路的响应频率。利用标准的方法测量悬臂梁偏转，通常通过来自于悬臂梁反射光束的偏转进行测量。通过悬臂梁的锁定检测，利用差动信号的幅值和相位构建

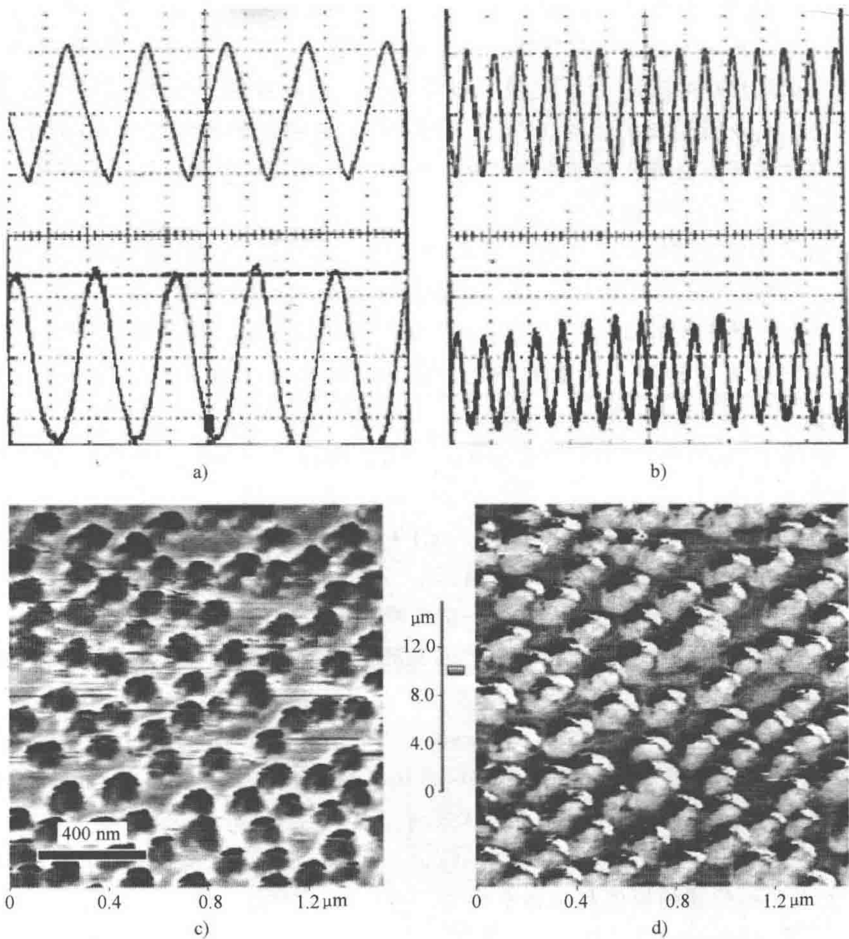



图 11.12 a)、b) 9MHz 频率周围的激励频率下的试样和悬臂梁的两个超声振动差动混合，a) 的频率差是 5kHz，b) 的频率差是 15kHz。HFM“机械地”混合信号具有较好信噪比，紧跟着参考信号（使用传统的高频混合器）的振荡[44]。c) 类似图 11.6a 和图 11.6b 的 Ge 量子点的幅值差动力显微镜（HFM）图像，这解释 Ge QD 组较低的弹性模量。相位 HFM 图像 d) 揭示了 QD 组的暂态响应的变化，潜在地链接一些 QD 组及下面基材的附着差异（完全延时尺度 10ns）。

OHFM 图像。隔离单个信号的影响是非常难的，但该方法能通过来自覆盖同质层、扁平表面的试样热对比度得以说明。图 11.13 给出了 500nm 宽、350nm 厚的铜条的 OHFM 幅值和相位图像。利用化学蒸汽沉淀方法（CVD）沉淀硅氧化层；该层然后被抛光，最后覆盖上铬层，该层具有一致的 100nm 厚度、优于 10nm 的平整度[34]。下面的铜条因此既不能通过表面轮廓也不能通过光学图像进行检测，但是从 OHFM 的幅值和相位图像能检测到铜条。HFM 的原理能被一般化为任何激励信号的组合、任何非线性检测机制[46]，可以得到纳秒级时间分辨率和纳米级的孔径分辨率[44]。

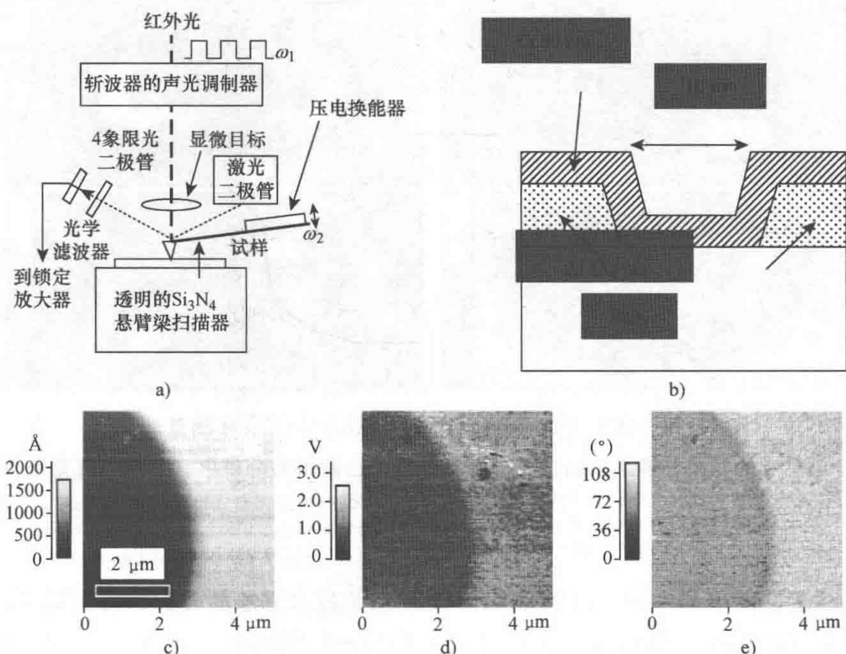



图 11.13　光学差动力显微镜（OHFM）

a）理论和试验装置。透明氮化硅探针与试样接触，振动频率是 $f_2=4.190kHz$，而试样从上方照射，该光是具有微小频率偏差（$f_1=4.193kHz$）的斩波光，通过探针聚焦到约 2μm 的亮点，该点具有 0.5mW 的注入功率和 830nm 的波长。试样受到约 3K 的温度变动，这引起表面在 $f_1$ 频率处的约 10pm 的振动。通过探针—试样的力—位移曲线的非线性，接触探针的振动被诱导在频率差 $f_1-f_2=3kHz$。悬臂梁响应频率是 38kHz　c）表面轮廓　d）幅值和　e）相位的 OHFM 图像，其材料是 $SiO_2$ 结构上覆盖铬的 Al。利用 150nm 分辨率，90nm 厚 Cr 层下的 $SiO_2$ 上的 Al 和仅有 $SiO_2$ 区域是明显可见的[45]

在 Binnig、Rohrer 和 Gerber 率先实现扫描隧道显微镜（STM）[5]时，扫描探针显微镜诞生了。Binnig、Rohrer 和 Quate 的 AFM 发明[48]克服了一个 STM 主要限制，也就是 STM 要求原材料具有一定程度的电子传输[47]。然而，迄今利用原子相互作用力的 SPM 方法（AFM、UFM 和其他探针—试样相互作用力的技术基石）侧向分辨率也很难达到与之竞争的 STM 空间分辨率。相同实验室—IBM 苏黎世实验室研发诞生了新方法 SPM，他们尝试巧妙地使用超高真空中的振荡探头，此时探头的尖端功能化为 CO 分子。图 11.14 给出一些此突破性研究中的图像，相对并五苯分子中单独聚集物这些图像具有足够的分辨率[45]。力与距离相互作用是高度的非线性，因此它也能展示迄今伴随 UFM 和 HFM 的响应方面。那么到底谁知道？或许类似本章描述的新研究成果组合将铺出一条得到新一代扫描力显微镜工具的路径，它将动态对埃级分辨率分子集合的机械特性进行成像。

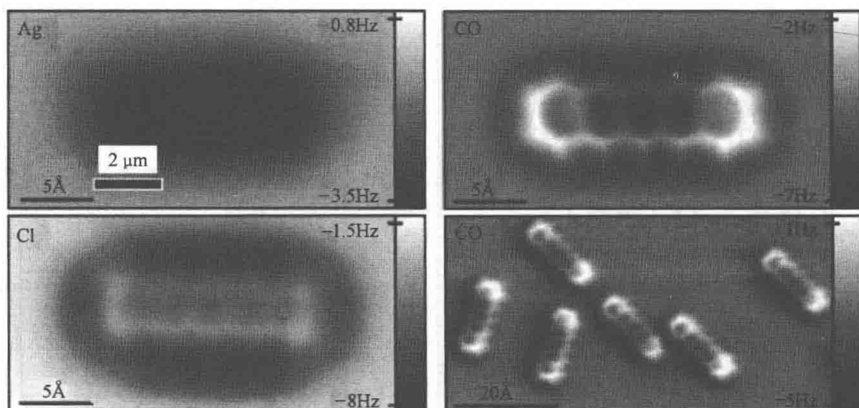



图 11.14 基于力的 Cu（111）上并五苯分子 SPM 测量结果

即使单个电子云的侧向分辨率不超过扫描隧道显微镜已获得的分辨率，也是具有竞争力的[47]

## 致谢

作者要感谢由于与我们共同研究 UFM 及其相关技术方法的人们，特别是 Walter Arnold、Nancy Burnham、Martin Castell、Teresa Cuberes、Franco Dinelli、Gerard Gremaud、Manus Hayne、Mohammed Henini、Bryan Huey、Tony Krier、Andrew Kulik、Hubert Pollock、Alex Robson、Oliver Wright 和 Kazushi Yamanaka。OVK 非常想感谢他的妻子 Tatiana 和女儿 Ksenia，在准备草稿时，得到了他们大量的支持。

本章使用的一些材料基于声学显微镜（第 2 版，G. A. D. Briggs 和 O. V. Kolosov（2010）著），经过牛津大学出版社同意，进行了引用。

# 参考文献

1 Foster, J. and Quate, C.F. (1984) Acoustic microscopy in superfluid-helium. *Phys. Today*, **37**, S4.
2 Zieniuk, J.K. and Latuszek, A. (1986) Ultrasonic pin scanning microscope: a new approach to ultrasonic microscopy, in *IEEE 1986 Ultrasonics Symposium: Proceedings* (ed. B.R. McAvoy), IEEE, pp. 1037–1039.
3 Zieniuk, J.K. and Latuszek, A. (1987) Ultrasonic pin scanning microscope: a new approach to ultrasonic microscopy. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **34**, 414.
4 Kolosov, O. (1998) UFM shakes out the details at the nanoscopic scale. *Mater. World*, **6**, 753–754.
5 Binnig, G., Rohrer, H., Gerber, C., and Weibel, E. (1982) Tunneling through a controllable vacuum gap. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 178–180.
6 Martin, Y., Williams, C.C., and Wickramasinghe, H.K. (1987) Atomic force microscope force mapping and profiling on a sub 100-A scale. *J. Appl. Phys.*, **61**, 4723–4729.
7 Weisenhorn, A.L., Maivald, P., Butt, H.J., and Hansma, P.K. (1992) Measuring adhesion, attraction, and repulsion between surfaces in liquids with an atomic-force microscope. *Phys. Rev. B*, **45**, 11226–11232.
8 Miyatani, T., Horii, M., Rosa, A., Fujihira, M., and Marti, O. (1997) Mapping of electrical double-layer force between tip and sample surfaces in

water with pulsed-force-mode atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 2632–2634.

9 Gunther, P., Fischer, U., and Dransfeld, K. (1989) Scanning near-field acoustic microscopy. *Appl. Phys. B - Photophys. Laser Chem.*, **48**, 89–92.

10 Behrend, O.P., Oulevey, F., Gourdon, D., Dupas, E., Kulik, A.J., Gremaud, G., and Burnham, N.A. (1998) Intermittent contact: tapping or hammering? *Appl. Phys. A - Mater. Sci. Process.*, **66**, S219–SS21.

11 Burnham, N.A., Behrend, O.P., Oulevey, F., Gremaud, G., Gallo, P.J., Gourdon, D., Dupas, E., Kulik, A.J., Pollock, H.M., and Briggs, G.A.D. (1997) How does a tip tap? *Nanotechnology*, **8**, 67–75.

12 Quate, C.F., Khuri-Yakub, B.T., Akamine, S., and Hadimioglu, B.B. (1994) Near field acoustic ultrasonic microscope system and method US Patent 5,319,977.

13 Kolosov, O. and Yamanaka, K. (1993) Nonlinear detection of ultrasonic vibrations in an atomic-force microscope. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, L1095–L1098.

14 Rohrbeck, W., Chilla, E., Frohlich, H.J., and Riedel, J. (1991) Detection of surface acoustic-waves by scanning tunneling microscopy. *Appl. Phys. A - Mater. Sci. Process.*, **52**, 344–347.

15 Burnham, N.A., Kulik, A.J., Gremaud, G., Gallo, P.J., and Oulevey, F. (1996) Scanning local-acceleration microscopy. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14**, 794–799.

16 Rabe, U. and Arnold, W. (1994) Acoustic microscopy by atomic-force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 1493–1495.

17 Yamanaka, K., Ogiso, H., and Kolosov, O. (1994) Ultrasonic force microscopy for nanometer resolution subsurface imaging. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 178–180.

18 Dinelli, F., Castell, M.R., Ritchie, D.A., Mason, N.J., Briggs, G.A.D., and Kolosov, O.V. (2000) Mapping surface elastic properties of stiff and compliant materials on the nanoscale using ultrasonic force microscopy. *Philos. Mag. A*, **80**, 2299–2323.

19 Huey, B.D. (2007) AFM and acoustics: fast, quantitative nanomechanical mapping. *Annu. Rev. Mater. Res.*, **37**, 351–385.

20 Inagaki, K., Kolosov, O.V., Briggs, G.A.D., and Wright, O.B. (2000) Waveguide ultrasonic force microscopy at 60 MHz. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1836–1838.

21 Hirsekorn, S., Rabe, U., and Arnold, W. (1997) Theoretical description of the transfer of vibrations from a sample to the cantilever of an atomic force microscope. *Nanotechnology*, **8**, 57–66.

22 Dinelli, F., Assender, H.E., Takeda, N., Briggs, G.A.D., and Kolosov, O.V. (1999) Elastic mapping of heterogeneous nanostructures with ultrasonic force microscopy (UFM). *Surf. Interface Anal.*, **27**, 562–567.

23 Inagaki, K.K., Briggs, G.A.D., Muto, S., Horisaki, Y., and Wright, O.B. (1998) Ultrasonic force microscopy in waveguide mode up to 100 MHz, in *IEEE 1998 Ultrasonics Symposium – Proceedings*, vol. 1 (eds S.C. Schneider, M. Levy, and B.R. McAvoy), IEEE, pp. 1255–1259.

24 Johnson, K.L., Kendall, K., and Roberts, A.D. (1971) Surface energy and contact of elastic solids. *Proc. R. Soc. London, Ser. A - Math. Phys. Sci.*, **324**, 301–313.

25 Johnson, K.L. (1985) *Contact Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge.

26 Greenwood, J.A. and Johnson, K.L. (2006) Oscillatory loading of a viscoelastic adhesive contact. *J. Colloid Interface Sci.*, **296**, 284–291.

27 Johnson, K.L. and Greenwood, J.A. (1997) An adhesion map for the contact of elastic spheres. *J. Colloid Interface Sci.*, **192**, 326–333.

28 Luan, B.Q. and Robbins, M.O. (2005) The breakdown of continuum models for mechanical contacts. *Nature*, **435**, 929–932.

29 Kolosov, O.V., Castell, M.R., Marsh, C.D., Briggs, G.A.D., Kamins, T.I., and Williams, R.S. (1998) Imaging the elastic nanostructure of Ge islands by ultrasonic force microscopy. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 1046–1049.

30 Kolosov, O.V., Ogiso, H., and Yamanaka, K. (1993) Ultrasonic force microscopy a new technique for a nondestructive investigation on nanometer scale viscoelastic properties, in *Proceedings of the Third Japan International SAMPE Symposium*, vol. 2 (eds T. Kishi, N. Takeda, and Y. Kagawa), Society of the Advancement of Material and Process Engineering, pp. 2196–2201.

31 Dinelli, F., Biswas, S.K., Briggs, G.A.D., and Kolosov, O.V. (2000) Measurements of stiff-material compliance on the

nanoscale using ultrasonic force microscopy. *Phys. Rev. B*, **61**, 13995–14006.

32 Rudd, R.E., Briggs, G.A.D., Sutton, A.P., Medeiros-Ribeiro, G., and Williams, R.S. (2007) Equilibrium distributions and the nanostructure diagram for epitaxial quantum dots. *J. Comput. Theor. Nanosci.*, **4**, 335–347.

33 Cuberes, M.T., Stegemann, B., Kaiser, B., and Rademann, K. (2007) Ultrasonic force microscopy on strained antimony nanoparticles. *Ultramicroscopy*, **107**, 1053–1060.

34 Geer, R.E., Kolosov, O.V., Briggs, G.A.D., and Shekhawat, G.S. (2002) Nanometer-scale mechanical imaging of aluminum damascene interconnect structures in a low-dielectric-constant polymer. *J. Appl. Phys.*, **91**, 4549–4555.

35 Porfyrakis, K., Kolosov, O.V., and Assender, H.E. (2001) AFM and UFM surface characterization of rubber-toughened poly(methyl methacrylate) samples. *J. Appl. Polym. Sci.*, **82**, 2790–2798.

36 Grishin, I., Tinker, C., Allsop, D., Robson, A., and Kolosov, O. (2012) Nanoscale SPM characterisation of nacre aragonite plates and synthetic human amyloid fibres, in *NSTI-Nanotech 2012*, vol. 1, CRC Press-Taylor & Francis Group, Santa Clara, USA, pp. 110-113.

37 Gourdon, D., Burnham, N.A., Kulik, A., Dupas, E., Oulevey, F., Gremaud G., Stamou, D., Liley, M., Dienes, Z., Vogel, H., and Duschl, C. (1997) The dependence of friction anisotropies on the molecular organisation of LB films as observed by AFM. *Tribol. Lett.*, **3**, 317-324.

38 Dinelli, F., Biswas, S.K., Briggs, G.A.D., and Kolosov, O.V. (1997) Ultrasound induced lubricity in microscopic contact. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 1177–1179.

39 McGuigan, A.P., Huey, B.D., Briggs, G.A.D., Kolosov, O.V., Tsukahara, Y., and Yanaka, M. (2002) Measurement of debonding in cracked nanocomposite films by ultrasonic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 1180–1182.

40 Kolosov, O.V., Grishin, I., and Jones, R. (2011) Material sensitive scanning probe microscopy of subsurface semiconductor nanostructures via beam exit Ar ion polishing. *Nanotechnology*, **22**, 8.

41 Bowden, F.P. and Tabor, D. (1973) *Friction: An Introduction to Tribology*, Anchor Press/Doubleday, New York.

42 Rosner, B.R.T. and van der Weide, D.W. (2002) High-frequency near-field microscopy. *Rev. Sci. Instrum.*, **73**, 2505–2525.

43 Cuberes, M.T., Assender, H.E., Briggs, G.A.D., and Kolosov, O.V. (2000) Heterodyne force microscopy of PMMA/rubber nanocomposites: nanomapping of viscoelastic response at ultrasonic frequencies. *J. Phys. D - Appl. Phys.*, **33**, 2347–2355.

44 Kolosov, O.V. and Briggs, G.A.D. (1996) Atomic force microscopy and method thereof. In: UK patent application 9617380.2.

45 Tomoda, M., Shiraishi, N., Kolosov, O.V., and Wright, O.B. (2003) Local probing of thermal properties at submicron depths with megahertz photothermal vibrations. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 622–624.

46 Kumano, N., Inagaki, K., Kolosov, O., and Wright, O. (1998) Optical heterodyne force microscopy, in *IEEE 1998 Ultrasonics Symposium – Proceedings*, vol. 1 (eds S.C. Schneider, M. Levy, and B.R. McAvoy), IEEE, pp. 1269–1272.

47 Gross, L., Mohn, F., Moll, N., Liljeroth, P., and Meyer, G. (2009) The chemical structure of a molecule resolved by atomic force microscopy. *Science*, **325**, 1110–1114.

48 Binnig, G., Quate, C.F., and Gerber, C. (1986) Atomic force microscope. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 930–933.

# 第12章　超声原子力显微镜

## 12.1　简介

结合超声激励和一个或两个线性和非线性的检测的原子力显微镜（AFM）已经被认为是在纳米级分辨率的表面和近表面的最有前途的表征方法。它包括超声波力显微镜（UFM）、超声波原子力显微镜（UAFM）、原子力声学显微镜（AFAM）、扫描声学力显微镜（SAFM）等。其中，UAFM采用了高阶模的悬臂梁，振动激励来自于基座。它使得类似金属和陶瓷等固体表面轮廓和弹性精确地成像，无须在试样表面粘接换能器。因此，已经开发出一系列独特的分析和技术方法。本章论述了一些基础知识，如线性和非线性检测、偏转和扭转、频率扫描和跟踪等几个方面的对比。然后，本章描述了对近表面缺陷的应用。

## 12.2　原理

### 12.2.1　来自于基座的悬臂梁受力振动

原子力显微镜[1]使用悬臂梁来测量试样表面的纳米级不规则度，它利用了试样表面和探针之间的作用力导致的悬臂梁的偏转原理。当试样以谐振频率或者高于其谐振频率振动（处于超声的频率范围内）时，通过检测AFM悬臂梁的振动检测接触硬度的分布情况，而垂直控制通过静态悬臂梁偏转来实现[2-6]。这些方法能被用于测量不宜移动材料的弹性。注意：试样振动频率在垂直方向[7]上而不是在侧向[8]上低于谐振频率时，不可能处于力调制模式。

然而，既然试样不得不被绑定到超声振动振动器上：

1）对于每个试样，需要选择适宜的黏接剂。

2）黏接剂会污染试样，不能用于LSI晶片以及其他高清洁度的试样。

3）体积大或不规则形状的试样很难进行一致性振动。

4）试样的不必要的谐振峰值叠加在悬臂梁的谐振峰值之上会降低精度。

这些劣势可以通过超声原子力显微镜（UAFM）得以克服[9-24]，其中是悬臂梁在振动，而不是试样，并且不要求试样被绑定在振动器上。随着悬臂梁基座的伪振动（芯片安装在悬臂梁悬臂支架上）和探针的非线性跳动的抑制，从悬臂梁的基础和高阶的偏转、扭转和侧向弯曲振动的清晰频谱中很方便地获取丰富的信息。

### 12.2.2 量化信息、方向控制和谐振频率跟踪

发现与试样连接的悬臂梁振动谱非常依赖于激励功率[11]。然而，如果激励功率足够小，那么谐振峰值宽度下降，峰值频率增加到一个确定的受限值。在此条件下，探针—试样接触保持线性，可以获得测量频率和计算频率之间的满意协议。通过考虑侧向硬度，可以进一步提升满意协议。从接触负载对频率的依赖性上，可以获得更多的试样弹性量化信息，其中可以从 Sneddon-Maugis 公式[11]中推导出非球形探针形状的接触硬度，通过负载频率关系的逆分析来估计探针形状指数[13]。进一步的优势是：通过偏转和扭转振动的模拟测量，不但可以评估垂直方向硬度，而且可以评估侧向硬度[10]。这已经在研磨硅片表面上得到证明[11]。

使用从谱的峰值频率获得的谐振频率计算模量，使用 $Q$ 因数计算缺失的模量，$Q$ 因数是通过峰值频率对其宽度的比值来定义的。然而，谱测量需要耗费较长的时间（对于 10 次平均值，一个点典型需要 5s）。因此，映射的谐振频率和 $Q$ 因数需要很长的时间（对于 256×256 像素的图像大约需要 91h）。

使用谐振跟踪方法可以减少映射谐振频率所要求的时间[15]。进而，如果使用 UAFM 理论获得的谐振峰值高度和 $Q$ 因数的解析关系，能从谐振点处的振幅测量出 $Q$ 因数。基于此想法，高级 UAFM 被研发，用以映射试样的谐振频率和 $Q$ 因数。这里频率没有被混合，但自动地调整到一个瞬时谐振频率，该频率主要由试样的硬度决定。

### 12.2.3 悬臂梁刚度的有效增强

作为 UAFM 的基本点，通过更高阶谐振有效地增强悬臂梁的刚度（见图 12.1），如 UAFM 的第一篇论文中给出的[9]。这是最明显的属性证据，该属性是比试样刚度软的悬臂梁能在高阶模式下有效地变硬（见图 12.1c）。该属性被用于利用柔然悬臂梁来测量刚性试样的弹性。利用悬臂梁的惯性和沿着悬臂梁轴向变形解释刚性增强。样本与最近的节点之间的距离要小于原始悬臂梁的长度，这导致悬臂梁的有效长度减少。

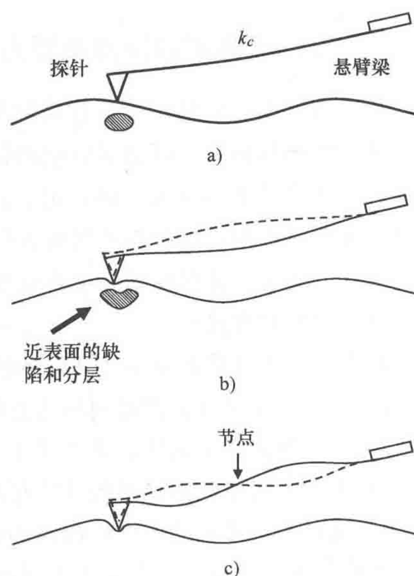



图 12.1 UAFM 原理

a）AFM b）第一阶谐振频率下的 UAFM c）第二阶谐振频率下的 UAFM

### 12.2.4 避免塑性变形的标准

任何可靠测量的出发点是可重复性。探针和/或试样的塑性变形是可重复性的最大障碍，既然塑性变形是不可逆过程。幸运的是，我们具有一个很好的标准来判断塑性变形是否发生。

如果从应力组件计算出的 Von Mises 应力

$\sigma_v$大于所产生的应力，将发生塑性变形。在探针—试样接触的最大 $\sigma_v$通过下式近似给出：

$$\sigma_v \cong 0.3\sigma_0 \tag{12.1}$$

式中　$\sigma_0 = 1.5F_\perp/(\pi a_c^2)$ 是接触区域内的最大法向应力；

$a_c = (3RF_\perp/4K^*)^{1/3}$——接触半径（$R$ 是探针半径，$K^*$ 是探针/试样对的有效模量）；

$F_\perp$——接触力。

假设 AFM 的典型参数，100 GPa 的 $K^*$、250nN 和 2400nN 的接触力，接触直径和 von Mises 应力在表 12.1 中给出。

**表 12.1　几组具有半径 $R$ 和接触力 $F$ 的探针的 von Mises 应力**

| | 探针半径 $R$ /nm | 接触力 $F_\perp$/nN | 接触直径 $2a_c$/nm | 最大法向应力 $\sigma_0$/GPa | Von Mises 应力 $\sigma_v$/GPa |
|---|---|---|---|---|---|
| (a) | 50 | 250 | 6.7 | 10.7 | 3.2 |
| (b) | 50 | 2400 | 14.2 | 22.7 | 6.8 |
| (c) | 100 | 250 | 11.4 | 3.6 | 1.1 |
| (d) | 100 | 2400 | 24.3 | 7.7 | 2.3 |

在表 12.1 中，可以看出尽管是一个小的 $F_\perp$但是 $\sigma_v$是相当大的，这是由于非常小的 $a_c$。因此，有如下考虑：

(1) 试样的形变和磨损

表 12.1 中的情况（a）和（b）是对于半径 $R = 50$nm 和微弱磨损的探针，而（c）和（d）是对于 $R = 100$nm 和较为严重的磨损探针。在情况（a）中，$\sigma_v$为 3.2GPa，这远远大于表 12.2 所列出的典型金属的形变应力 $\sigma_y$，它们的形变应力通常小于 1GPa（= 1000MPa）。既然一些金属非常软［如金（Au）］，它们在超过 1000Nn 的 $F_\perp$接触力情况下非常容易受到塑性变形。在本书中，不仅 UAFM 应该考虑该点情况，其他方法也应该考虑。也应该一直知道近似探针半径 $R$。在谱测量之后，观测非接触模式 AFM 图像中试样表面是非常有用的。

**表 12.2　典型材料的形变应力**

| 材　料 | 形变应力 $\sigma_y$/MPa | 材　料 | 形变应力 $\sigma_y$/MPa |
|---|---|---|---|
| 结构钢 ASTM A36 钢 | 250 | 钛合金(6% Al,4% V) | 830 |
| 钢,API 5L X65(Fikret Mert Veral) | 448 | 铝合金 2014-T6 | 400 |
| 高密度聚乙烯(HDPE) | 26 ~ 33 | 99.9% 铜,Cu | 70 |
| 聚乙烯 | 12 ~ 43 | 蚕丝 | 500 |
| 不锈钢 AISI 302-冷轧 | 520 | 芳纶纤维 | 3620 |

(2) 探针磨损

甚至对于硅探针，它的 $\sigma_y$为 5 ~ 9GPa，形变可能发生在 $\sigma_v$ > 5GPa 时。另外，悬臂梁的倾斜进一步增加了 $\sigma_v$，其原因是表面摩擦力。因此，Si 探针的严重磨损应该发生在大于 $\sigma_v$ = 5GPa 条件下。探针将被磨损，半径增加到例如 100nm（d），谐振频率也将增加。因此，为了获得稳定的数据，参考试样的频率测量被要求在使用 $F_\perp$ > 1000nN 情况下。

(3) 空间分辨率退化

在表 12.1 中，代表该分辨率的接触直径是大于 10nm，除了情况（a)。因此，为了获得大约 5nm 的空间分辨率，接触力应该小于 250nN，此时不会给探针带来磨损。因此，用户需要考虑到图像是否在高负载情况下获得。

被磨损的探针也会引起假象。另外，槽和晶界的对比度可以通过多粗糙面接触的补偿被倒置。简单关系式

$$k^* = 2a_c K^* \tag{12.2}$$

不能用于没有轴向对称的接触。如果使用它，过度补偿可能很容易发生，导致反向假象。没有被建立的关系，不能用其转换接触刚度到本地模量值。

# 12.3 理论

## 12.3.1 概览

在本节中，描述 UAFM 理论及其评价近表面分层和裂缝的应用。线性分析可以检测出具有有限的间隙的开放裂纹和分层。这要比非线性测量简单，因此可能时是可取的。第 12.3.2 和 12.3.3 节设计到线性分析和理论。不仅在 AFM 而且在任何原子力显微镜测量都存在的接触力的适应范围。此实例给出第 12.3.4 节的近表面成像。然而，闭合裂纹和脱层不能由线性分析进行评估。因此，第 12.3.5 和 12.3.6 节涉及了非线性理论。

## 12.3.2 硬度和 $Q$ 因数的线性分析

UAFM 的刚度和表面下缺陷的分析原理如图 12.1 所示[11]。当悬臂梁被激发成谐振时，试样的弹性变形被悬臂梁的有效变硬引起，这是由于惯性效应（见图 12.1b)，以及由于节点形变（见图 12.1c）导致杠杆的缩短，正如以前提出的。

在一个 UAFM 悬臂梁具有分布质量的模型，悬臂梁的斜率由下式给出：

$$\begin{aligned} V(x) &= \frac{\partial z(x)}{\partial x} \\ &= (u_0/2)\frac{\beta}{L_1}e^{i\omega t}\left[\sinh\beta\frac{x}{L_1} - \sin\beta\frac{x}{L_1} - B(\omega)\left(\sin\beta\frac{x}{L_1} + \sinh\beta\frac{x}{L_1}x\right)\right] \\ &\quad + D(\omega)\left(\cos\beta\frac{x}{L_1}x - \cosh\beta\frac{x}{L_1}\right) \end{aligned} \tag{12.3}$$

$$B(\omega) = -\frac{SS_h + \alpha(CS_h + SC_h)}{(1 + CC_h) + \alpha(CS_h - SC_h)}, D(\omega) = \frac{CS_h + SC_h + 2\alpha CC_h}{(1 + CC_h) + \alpha(CS_h - SC_h)}$$

式中 $z$——悬臂梁的偏转；

$u_0$——悬臂梁基座的振幅；

$\omega$——角频率；

$L_1$——探针和基座之间的确切距离；

$S=\sin\beta$, $S_h=\sinh\beta$, $C=\cos\beta$, $C_h=\cosh\beta$, $\alpha=-1/\beta^3(3k^*/k_c+\mathrm{i}\sqrt{3}\,\Gamma\beta^2)$ 和 $\beta=3^{1/4}\sqrt{\Omega}$[15]；

因数 $\Omega=\omega/\sqrt{k_c/M}$——标准化频率；

$\Gamma=\gamma/\sqrt{Mk_c}$——标准化阻尼系数；

$M$——悬臂梁的质量；

$k_c$——悬臂梁刚度；

$k^*$ 和 $\gamma$——分别是探针和试样之间的接触刚度和阻尼系数。

因为斜率是与通过光—偏转 AFM 检测的信号成正比，式（12.3）是在激光波束点的给定位置的 UAFM 谱解析表达式。

图 12.2 给出式（12.3）所计算出的谱，其中 $\Gamma\equiv\gamma/\sqrt{Mk_c}$ 分别等于 0.5、1、2、5 和 10，$k^*/k_c=200$，对于悬臂梁末端的激光光束点（$x=L_1$）[15]。$Q$ 因数是通过峰值频率 $\Omega_0$ 与 3dB 带宽 $\Delta\Omega$ 的比率来给出。图 12.2 的插图给出了 $Q$ 因数和谐振的峰值高度 $V_{max}$ 之间的关系，这显示出明显的线性关系。尽管线性是近似关系，但是它在一个合理范围的标准化阻尼系数 $\Gamma$。例如，对于标准化接触刚度 $k^*/k_c$ 等于 200，$Q$ 因数和最大峰值高度 $V_{max}$ 之间的比率 $Q/V_{max}$ 在 $\Gamma$（0.1 ~ 10.0）范围内保持一个近似常数（0.413 ~ 0.422）。对于 $k^*/k_c$ 大于 200，$Q/V_{max}$ 的变化非常小。因此，谐振的峰值高度被用作测量 $Q$ 因数。通过考虑侧向刚度[25]、悬臂梁倾斜[11]和探针形状[13]能进行进一步的分析。

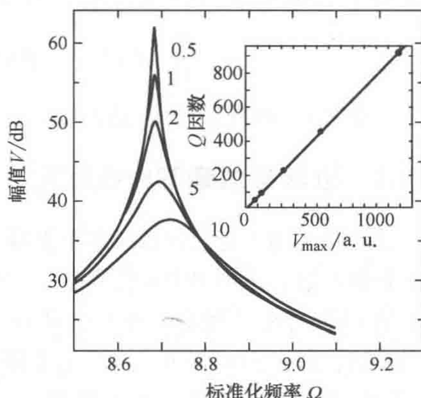



图 12.2 $k^*/k_c$ 等于 200 时的 $Q$ 因数和最大峰值高度 $V_{max}$ 之间的关系（此时峰值构建在 $\Omega\approx0.87$ 附近，$\Gamma\equiv\gamma/\sqrt{Mk_c}$ 的 5 个不同取值分别是 0.5、1、2、5 和 10）

试样内部摩擦力和试样上的水或污染物薄膜决定了 $Q$ 因数。尽管其他因数，如空气阻尼、悬臂梁基座到超声换能器间的夹具和悬臂梁内部的缺陷，都会影响 $Q$ 因数，它们的效应通常是小的、一致的，因此不会显著地影响图像的对比度。

为了量化地证明这样效应，使用连续理论来描述带有接触试样探针的悬臂梁的振动。对于实验分析，侧向刚度[10,25]和斜样品表面[26]被考虑。悬臂梁的频率公式表示为

$$C\cdot C_h(PQ-1+D^2)+S\cdot C_h(P+Q)+C\cdot S_h(P-Q)+2S\cdot S_h\sqrt{PQ}D+1+PQ-D^2=0 \tag{12.4}$$

$$P=\frac{\beta^3}{3(k^*/k_c)(r\sin^2\varphi+\cos^2\varphi)}$$

$$Q=\frac{\beta(L_1/h)^2}{3(k^*/k_c)(r\cos^2\varphi+\sin^2\varphi)}$$

$$D = \frac{(1-r)^2 \tan^2 \varphi}{(r + \tan^2 \varphi)(r \tan^2 \varphi + 1)}$$

$$r = \frac{k^*_{\mathrm{Lat}}}{k^*} \tag{12.5}$$

式中 $\beta = \kappa L_1$——波数 $\kappa$ 和悬臂梁长度 $L_1$ 之积；

$k^*$——垂直（平面外的）接触刚度；

$k^*_{\mathrm{Lat}}$——侧向（平面内的）接触刚度；

$k_c$——悬臂梁刚度；

$\varphi$——杠杆轴和试样表面间的夹角。

当参数（$r$，$\varphi$，$L_1/h$，$k^*/k_c$）被给定，式（12.4）和（12.5）可以求解 $\beta$，谐振频率由下式给出：

$$\kappa^4 = \left(\frac{\beta}{L_1}\right)^4 = \frac{\omega^2 \rho A}{EI} = \frac{3\omega^2 \rho A}{k_c L_1^3} \tag{12.6}$$

对于 $r \to 0$ 和 $\varphi \to 0$ 极限，得到 $Q \to \infty$，以及

$$\frac{k_c}{3k^*}\beta^3(1 + \cos\beta\cosh\beta) = \cos\beta\sinh\beta - \sin\beta\cosh\beta \tag{12.7}$$

这是超声 AFM[5,8] 的原始方程。

### 12.3.3 近表面成像的线性理论

为了研究由于近表面目标的谐振频率变换，我们进行有限元方法（FEM）分析[14,17]。对于材料常数，采用 HOPG 的参数，它们被用在近表面错位观察。图 12.3 给出了沿着锯齿轴的 FEM 分析的轴对称模型的跨区域情况。在图 12.3a 所示的模型中，假设 3nm 厚、低弹性层，对于 3nm 深度来说具有无限宽度。它可能代表一个错位或任何其他的缺陷。在图 12.3b 所示的模型中，为了考虑缺陷的有限宽度，限制了低弹性层的半径为距离锯齿轴 3nm。基板和低弹性层的杨氏模量和泊松率被分别假设为 $E_{\mathrm{sb}} = 30\mathrm{GPa}$ 和 $v_{\mathrm{sb}} = 0.24$、$E_{\mathrm{low}} = 15\mathrm{GPa}$ 和 $v_{\mathrm{low}} = 0.24$。对同质弹性使用另一模型，利用 $E_{\mathrm{sb}}$ 和 $v_{\mathrm{sb}}$ 表示无缺陷模型。在该分析中，压出一个 50nm 半径的严格球形，其深度为 1nm，步长为 0.01nm。

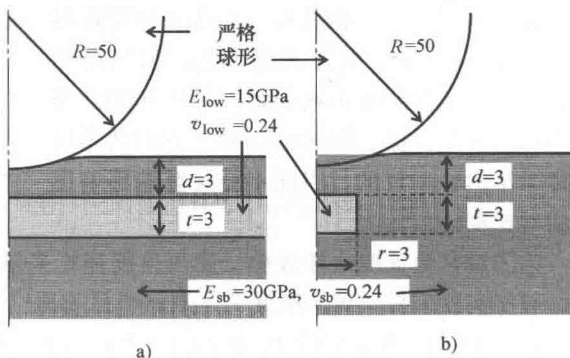



图 12.3 FEM 分析模型（单位为 nm）

a）表面下面的低弹性层 b）表面下面的半径为 3nm 的低弹性层

图 12.4 给出 von Mises 应力分布情况，分别是（a）25nN 和（b）100nN 负载下的有限—宽度—层模型。在 25nN 负载下，应力分布受近表层低弹性层的影响。接触半径也介乎等于缺陷的宽度（3nm）。它显示缺陷的效应出现在整个接触区

域内。相反，在高于 100nN 负载下，接触半径是 5nm，长于缺陷宽度。这显示缺陷的效应限制在小于 40% 的接触区域内。

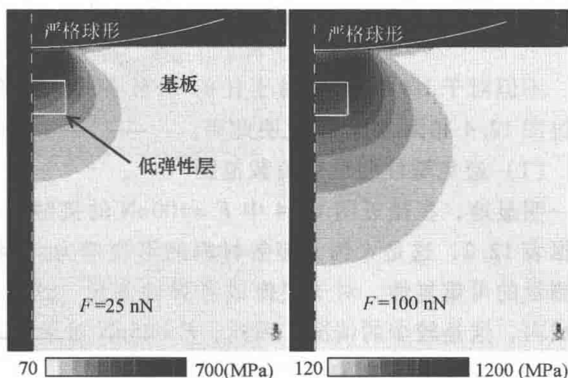



图 12.4　不同负载下的 von Mises 应力分布

在每个压痕步骤上，记录了载荷 $F_{\perp}$ 和位移 $z$，如图 12.5a 所示。有限—宽度—层模型的负载比无缺陷模型要小，而对于无限—宽度—层模型是显著小于为无缺陷的模型。接下来，使用图 12.5a 的结果计算了接触刚度 $k^{*}=\partial F_{\perp}/\partial z$。在 UAFM，可以测量接触刚度比悬臂刚度高 1 ~ 100 倍，此时使用第一个谐振频率。然后，利用频率公式（式(12.7)），计算出图 12.5b 所示的接触刚度所对应的谐振频率，此时假设悬臂梁刚度 $k_c=7.5\text{N/m}$。

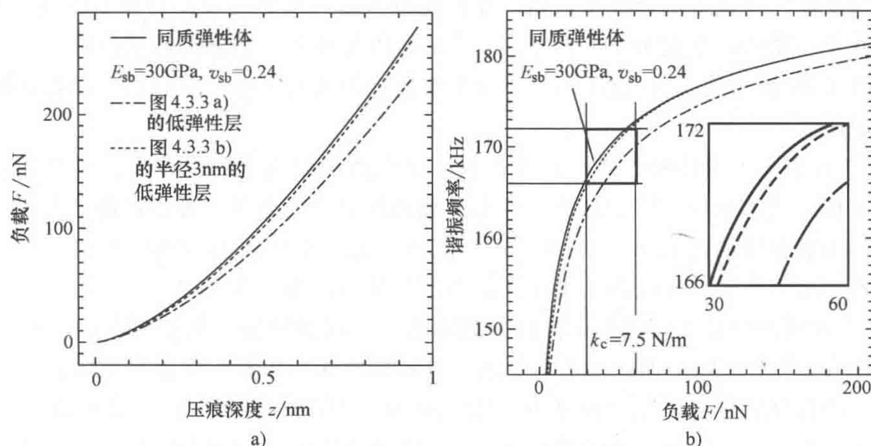



图 12.5　近表面软层的谐振频率期望差别

a）FEM 分析计算出的负载位移曲线　b）从 a）计算出来的第一个谐振频率

在图 12.5b 中，实线指示出了具有均匀的弹性的无缺陷模型的谐振频率。点画线曲线表示在图 12.3a 无限—宽度—层模式的谐振频率。该谐振频率明显低于无缺陷模型。虚线曲线表示在图 12.3b 的有限—宽度—层模型的谐振频率。在负载高于 100nN 时，接触半径长于 5nm，谐振频率接近于无缺陷模型，但在低负载时谐振频率也会较低。然后，利用该模型对近表面低弹性层计算出的谐振频率是低于无缺陷模型计算出来的谐振频率。对于无限—宽度—一层模型，频率差是 2kHz；对于有限—宽度—层模型（3nm），频率差是 0.6kHz。在合理不错条件下，甚至后者具有较大的噪声水平。因此，当物体存在近表面缺陷时，如错位、分层或裂纹，都能通过低谐振频率检测出来，该谐振频率低于无缺陷区域。

### 12.3.4 适当负载的优势

不但对于 UAFM 而且对于任何 AFM 测量，都存在一个适当的接触力范围。现在，通过图 12.4 和图 12.5 来说明此事。

（1）避免塑性变形的负载范围

明显地，在接近图 12.4 中 $F=100\text{nN}$ 的接触区域时，von Mises 应力达到 1000MPa。根据表 12.2，这是大约大多数材料的形变应力。因此试样的塑性形变不可避免，降低了测量的可重复性。对于成像或者弹性测量，这是有害的。然而，在 $F=25\text{nN}$ 的接触区域内，这是较少的情况。因此，$F=25\text{nN}$ 对于提高测试的可重复性是可取的。

（2）增强近表面缺陷层的负载范围

图 12.5b 的插图显示出：当 $F>100\text{nN}$ 或者 $F<20\text{nN}$ 时，无缺陷区域和有限区域之间的谐振频率差相对较小。因此，合适的负载范围是 $20\text{nN}<F<100\text{nN}$。

### 12.3.5 谱的非线性分析

尽管非线性通常是可靠的测量的障碍，它可能对于一些类测量是有用的，如用于一些困难的物体，线性方法对其不可用。在宏观超声波，典型对象是封闭裂缝或分层[19]。在 UAFM 中，借助线性谱和非线性谱[14,17,18]都可以发现非常清晰的石墨位错。虽然位错观察已经在 20 世纪 90 年代报道为一个学术课题，但是它可能早有石墨烯设备诊断方面的实际应用。

图 12.6 给出了线性和非线性光谱在近表面沟道的原点[18,24]。首先，注意到作用在探针和试样之间的接触区域的负载是静态负载和振动力的总和。考虑这两种力，近表面沟道的行为被分成如图 12.6a ~ 图 12.6c 所示的三类。实线表示的探针位置和由于静态负载导致的沟道变形，虚线表示由于振动力所导致的沟道形变。

图 12.6 预测的接触刚度为探针位置的函数。当沟道比探针的振动振幅宽得足够多时，振动（见图 12.6a）期间沟道不关闭。当沟道比探针的静态位移略宽时，沟道不是由于静态位移导致闭合，而是由不断增加的振动（见图 12.6b）的负载周期而导致闭合。既然随着沟道关闭而导致接触刚度增加，那么它被称为硬化非线性弹簧，并且可以被称为“近表面击打模式”。另外，当沟道窄于静态位移时，它是由静态位移而导致关闭，但随着振动负载周期的减少而打开（见图 12.6c）。既然随着沟道被打开而导致接触刚度减少，因此它被称为软化非线性弹簧。它类似于典型的拉断行为，因此它可以被称为“近表面断裂”。图 12.6d 给出带有压缩应力的永久封闭沟道。这样的封闭沟道可存在于微米或纳米器件中，但它是一个非常难于发现的缺陷，既然它只能通过强拉伸应力才能被打开。

### 12.3.6 杜芬模型

该类型非线性振动能通过几种不同的方法分析。在本书中，采用了最简单的方法——利用杜芬方程分析非线性振动，既然它给出振动期间刚度硬化或软化的简单解析

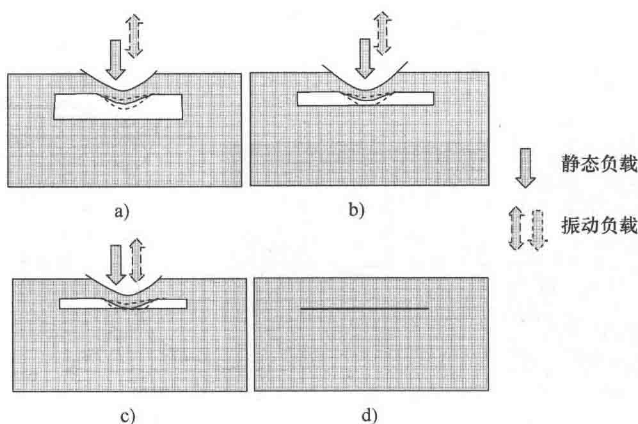



图 12.6　封闭裂纹中接触声学非线性

a）沟道线性地降低了接触刚度　b）探针向下运动（虚线）期间的宽沟道闭合

c）向下运动期间，封闭的沟道紧紧闭合，探针向上运动（虚线）时，沟道分开　d）较好的闭合封闭

解。杜芬方程如下所示：

$$\ddot{\zeta} + \Gamma\dot{\zeta} + \chi_1\zeta + \chi_3\zeta^3 = \zeta_E\sqrt{\Omega^2 + \Gamma^2}\cos\Omega\tau \tag{12.8}$$

式中　$\zeta$——探针的位移；

$\tau$——时间；

$\Gamma$——阻尼系数；

$\chi_1$——线性刚度系数；

$\chi_3$——非线性刚度系数；

$\zeta_E$——激励的幅值；

$\Omega$——激励的频率。

所有的量都是无量纲的。正的 $\chi_3$ 代表刚度增加的弹簧，负的 $\chi_3$ 代表刚度减弱的弹簧。对于谐波振动，既然基频组件有周期性，那么 $2\pi/\Omega$ 主导了整个较高次谐波，周期的解为

$$\zeta = \zeta_1\sin\Omega\tau + \zeta_2\cos\Omega\tau \tag{12.9}$$

将式（12.9）带入到式（12.8）中，平衡包含 $\sin\Omega\tau$ 和 $\cos\Omega\tau$ 项的系数分别为零，得到

$$\left[\left(\Omega^2 - \chi_1 - \frac{3}{4}\chi_3\zeta_0^2\right)^2 + \Omega^2\Gamma^2\right]\zeta_0^2 = \zeta_E^2(\Omega^2 + \Gamma^2) \tag{12.10}$$

式中　$\zeta_0^2 = \zeta_1^2 + \zeta_2^2$

图 12.7 给出了杜芬振荡器的计算谱，其中频率逐渐增加。参数被选择以便定量地复制如图 12.18 所示的石磨近表面错位的被测谱，其中 $k_c = 4.6$ N/m，$f_0 = 38.2$kHz。

谱 1 是 $\chi_3 = 0$（$\chi_1 = 52.0$，$\zeta_E = 0.3$，$\Gamma = 0.04$）的线性谱。线性谱是相对于中心频率对称。谱 2 是 $\chi_3 = -0.9$（$\chi_1 = 50.0$，$\zeta_E = 0.3$，$\Gamma = 0.05$）的非线性谱，代表软化弹簧，因为峰值变化到一个拥有三阶项的较低频率。谱 3 是 $\chi_3 = 0.9$（$\chi_1 = 45.0$，$\zeta_E =$

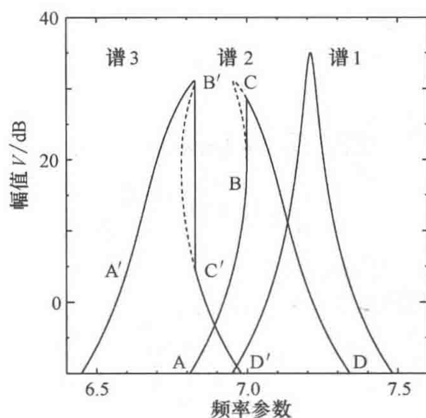



图 12.7 杜芬振荡器的计算谱

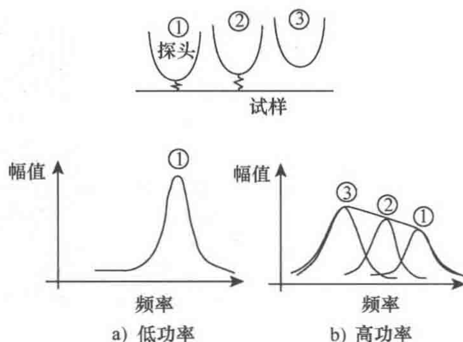



图 12.8 不同激励功率水平下的表面探针—试样接触振动

0.3，$\Gamma=0.05$）非线性谱，代表着硬化的弹簧。其行为与谱 2 相反，峰值变化到较高的频率上。虚线表示的分支是不稳定解，在物理上是无法实现的。软化的弹簧不能被图 12.6c 所示的沟道行为所解释，硬化的弹簧能被图 12.6b 所示的沟道行为解释。

为了解释被观测线性和非线性谱的形状，图 12.8 给出了直觉模型[11]。如果激励功率低，探针—试样压痕的变化在一个振动周期期间应该比较小，此时接触刚度在一个振动周期内被认为是常数。那么，该谱包含接触刚度的单个峰值。然而，如果激励功率增加，间歇的接触发生，接触刚度增强改变了振动周期内的幅值。当探针离开试样时，刚度变弱。在此情况下，超过一个周期的振动谱可近似为不同接触刚度的组谱之和。因此，整个谱比较宽，峰值频率低于线性谱。如果组件振动的幅值不一致，那么整个谱将是非对称的。所观察谱的量化特性与该模型是一致的。

## 12.3.7 双节点数字模型

闭合裂缝在结构上存在着严重的问题。如果裂缝张开，它会反射超声，但是如果它处于闭合状态，它就会传递超声。此情形与图 12.6d 中的闭合沟道类似。如果有压缩的应力存在，裂缝很难张开。一种可能的方法是使用非常高的频率振动，以便在试样表面和沟道之间存在更多波长处产生衍生波。

为了分析此情形，需要二维或三维的闭合接触模型。最近的仿真给出了该分析的实例，如图 12.9 所示[27]。

仿真条件如下：阵列传感器中的阵元数为 32，在有限差分时域（FDTD）模型中阵元间隔是 4 个节点，裂纹的中心位置（0，150）节点，0°入射角，节点位置聚焦在（−550，1200），100MPs 的压缩残余应力。一个小幅值入射波如图 12.9b 方式传播。图 12.9c 中的大幅值入射波导致裂缝面振动，而入射波的张开应力达到与压缩残余应力相

比拟的程度。

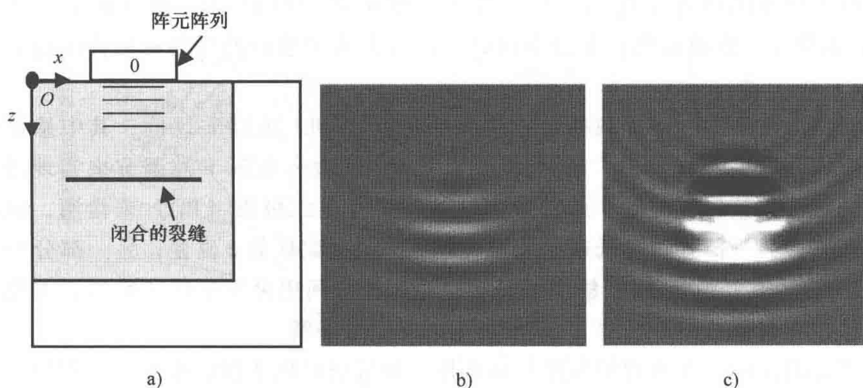



图 12.9 超声和闭合裂缝相互作用的 FDTD 模拟

a) 模型 b) 低幅值波 c) 高幅值波

## 12.4 仪器

图 12.10 给出了一个基于接触模式 AFM 的 UAFM 实现。附着在悬臂梁基座上的高频振荡器被驱动的频率范围是 50kHz ~ 10MHz 的高频范围。悬臂梁的合成振动被光电二极管使用锁相放大器、网络分析仪或专门的锁相环（PLL）电路进行处理，可只用线性和非线性的检测方案。在线性检测方案中，在同一频率测量高频信号。在非线性方案中，高频信号的幅度由频率范围在 1 ~ 10kHz 低频信号进行调制。测量的是低频信号而不是高频信号。非线性的方案的优点是：可以使用未加修改的商业 AFM。此外，使用一个低频信号有利于获得高信噪比。然而，分析并不是简单而精确的。

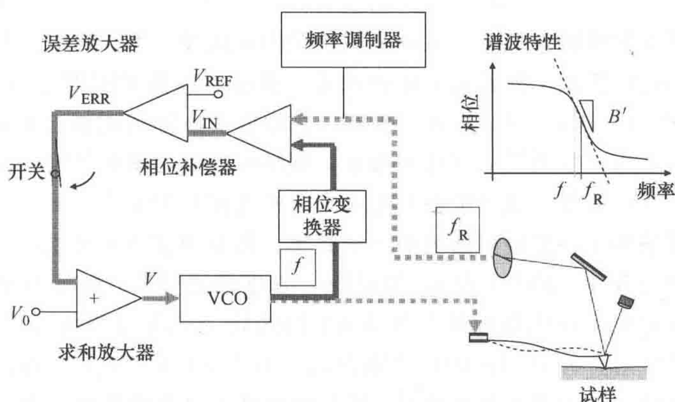



图 12.10 映射谐波频率和 $Q$ 因数的锁相环电路

因为直接振动 UAFM 中的悬臂梁，它类似于非接触式（NC）模式和轻敲模式 AFM。然而，一个更高模式的使用是 UAFM 的独特用法。此外，使用小于 1nm 的低振

动的振幅，使我们可以控制的接触力小于0.1nN，这是一个很低的水平。最后，它强调的是，有大样本的检查（例如，超大规模集成电路的硅晶片）和不规则形状的样品（例如，涡轮叶片或磁盘头）是没有问题的，因为从烦琐的换能器到试样的键合是不需要的。

在目前的仪器中，谐振频率和 $Q$ 因数映射是由 PLL 电路实现的，其中悬臂梁振动是由电压控制振荡器（VCO）激励的[15,28]。VCO 的输入电压 $V$ 被调节来实现谐振，此时探针与试样相接触。然后，悬臂梁旋转信号由光电二极管（PD）来检测，偏转信号被分成两部分：一部分经过低通滤波器（LPF）控制试样的 $z$ 位置；另一部分经过带通滤波（BPF），其相位与 VCO 输出信号相位相比较。利用可变相位变换器 $\varphi$ 调整它们之间的相位差，以使相位补偿器 $V_{IN}$ 与参考电压 $V_{REF}$ 相平衡。

当开关闭合后，开始利用光栅扫描试样。如果谐振频率被改变，那么相位信号也会被改变。然后，相位变化引起的误差放大器的输出 $V_{ERR}$ 被加在 VCO 输入上，目的是恢复谐振。以此方式，悬臂梁一直在谐振频率上振动，振动振幅代表 $Q$ 因数。

虽然上述的谐振频率跟踪与非接触 AFM（NC-AFM）的频率调试方式相类似，但是悬臂梁的振动幅值是截然不同的。虽然在 NC-AFM 中这是非常大的（大于 10nm），在 UAFM 中它应该是小的（小于 1nm），目的是保证探针与试样处于线性接触状态，那就是，接触刚度 $k^*$ 不应该偏离其静态值。因此，应该严格地控制 UAFM 中悬臂梁的驱动功率。为了确定最优的驱动功率，监控振动谱，发现最大可能功率，此处谱波对称、尖锐，其他情况下变得不对称、平坦。因此，良好信噪比和线性接触同时实现。

## 12.5 试验

### 12.5.1 探针和试样接触的非线性因素的规避

获得可靠测量的障碍是探针—试样之间接触的非线性。为了显示这些障碍，使用三个带有硅探针的硅悬臂梁。悬臂梁的标称长度、宽度、厚度和刚度分别是 $L_1 = 444\mu m$，$a = 73\mu m$，$b = 3.5\mu m$ 和 $k_c = 1.5N/m$。图 12.11 给出了在钠钙玻璃上施加 30nN 力的静态负载情况时的二次谐振周围的探针 1 的谱。不同的激励功率水平被施加在附着在悬臂梁固定器上的压电换能器，每个谱距上先前光谱的变化是 5dB[11]。

虽然量化评估的第一步是精确测量谐振频率，但是事实上这不是一个容易的任务。发现：随着激励功率从 -10dBm 降到 -25dBm，宽度随之降低，峰值频率随之增加。然而，如果谐振频率 $f_r$ 和 $Q$ 因数被画作激励功率的函数（见图 12.11b），那么随着功率外推为零，可能估计出 $f_r$ 和 $Q$ 的极限值分别为 321.5kHz 和 162kHz。另外，通过减少激励功率到小于 -25dBm 来获得近似常数值。我们称在此条件下测量的谱为“线性谱”。

暗示：谱的宽度与探针—试样接触的接触程度或能量散射有关，可以从波峰宽度评价接触程度。然而，因为宽度通常依赖于激励功率，从非线性谱不可能正确评估出接触程度。为了可靠的接触程度测量，压制非线性是非常必要的。

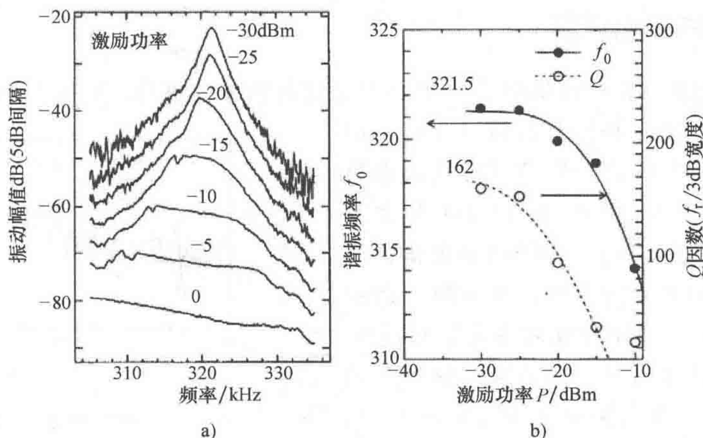



图 12.11 UAFM 及相关方法中的线性谱跟踪

a）不同悬臂梁激励功率下的偏转振动谱

b）不同悬臂梁激励功率下的谐振频率和 $Q$ 因数（3dB）的变化

## 12.5.2 UAFM 和 UFM 之间的关系

相似的但是其他类型的非线性被描述在 UFM 模型[2-4]中。当幅值调制高频振动在试样或悬臂梁支撑架上激励时，该调制频率的振动是由解调器或“机械二极管”效应产生，其原因是探头—试样接触的非线性。为了理解这两个非线性效应之间的关系，比较线性谱 $P_L$ 与 AM 振动 $P_D$ 的非线性调制的门限功率是非常有用的。

按照图 12.11 中相同的试验条件考察，门限功率 $P_D$ 约是 0dBm，明显高于线性谱 $P_L$ 的门限（如前所述，$P_L = -25$dBm）。相应地，提供最大调制的载频是 300kHz，恰巧位于 $P_D$ 处，低于 321kHz 的线性谐振频率。结果显示：甚至功率在小于 $P_D$ 时，探针—试样接触仍旧保持非线性。$P_D$ 高于 $P_L$ 的原因是调制效应比谐振变化要求更强的非线性。虽然两种效应都有相同的物理原点，即非线性力—距离（或者压痕）关系，但是它们是有区别的，因为激励功率对能见度的影响是相反的。如图 12.11 所示，谐振频率仅在低功率范围内被测量，此时可以获得定义很好的谱。识别功率在 -5dBm 以上峰值是非常困难的，其中谱严重展宽和变形。在另一方面，在 UFM 非线性成像方法的理论研究方面，我们给出：仅在功率高于 $P_D$ 时，调制效应变得显著。另外发现：高于门限功率 $P_D$ 时，探针脱离试样表面，克服附着力 $F_c$。因此，影响调制的非线性效应不仅依赖于弹性，也依赖于辅助力，这带来更多的复杂性。

调制或机械二极管模式中获得的图像有时对材料性质的变化是非常敏感的，或者对近表面缺陷的存在也是非常敏感的。然而，从这些线性模式中提取数量信息是非常困难的，因为在附着力存在的大振幅振动情况下的探针—试样接触的本质是非常复杂的，如上所讨论。针对这个主题，需要进一步的讨论。

### 12.5.3 弹性的量化评测

注意：只有当获得线性谱时[11]，弹性的量化评估才能可行。三种材料［钠钙玻璃（GL)、石墨（GR）和聚苯乙烯（PS)］的线性谱如图 12.12 所示。图 12.12a 代表着第一谐振（如图 12.1b 中），图 12.12b 代表着第一谐振（见图 12.1c）。不同材料的谱都是按照接触刚度的差异分开的，但是第二谐振由于惯性导致的有效刚性化和参考文献［9］预测的节点信息而有更好的分离。每个谱的谐振频率 $f_R$ 及自由谐振频率被画在图 12.13 中，与利用杠杆刚度 $k_c$ 标准化的接触刚度 $k^*$ 做对比。使用近似表达式（12.7）估计接触刚度。为了估计接触半径，使用内部带有尖锐硅晶体的多孔硅试样对探针进行成像。接触半径 $a_c$ 被估计为 20nm。接触半径的更多精度估计如下所示。

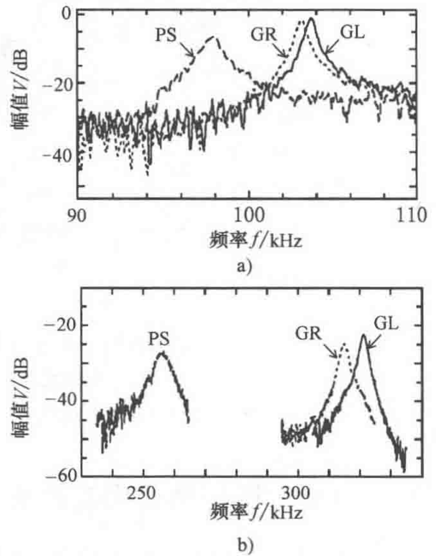



图 12.12　三种不同材料的谱：玻璃（GL)、石墨（HOPG）(GR）和聚苯乙烯（PS)

使用式（12.7）计算出来的谐振频率以实线的形式画在图 12.13 中，假设 $E=169\text{GPa}$，$\rho=2.3\times10^3\text{kg/m}^3$。测量频率和计算频率之间的一致性是可接受的。因为 $k^*/k_c$ 值大时的探针 3 的一致性是非常差的，利用式（12.5）和比率 $r=0.8$ 检查了侧向刚度的效应。角度 $\varphi$ 被假设为零。通过图中虚线显示了一致性得到改善，由此可见，试样接触刚度的量化评估因此可能使用 UAFM 的线性理论和线性谱。可以推断：“线性”谱真正反映了线性理论描述的线性探针—试样接触。相对比地，在谐振频率和 $Q$ 因数随着激励功率变化而变化的条件下，当然具有某一类非线性。如前所述，这样非线性谱不应该用于量化分析。

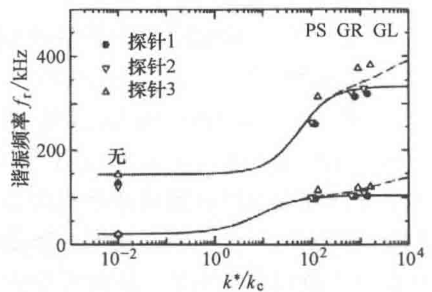



图 12.13　计算和测量的谐振频率，它们作为相关接触刚度除以悬臂梁刚度的函数

## 12.6 分层材料中缺陷观察

### 12.6.1 石墨烯片中的缺陷

石墨是非常著名的材料，它具有石墨层的分层结构，其中六角形碳（C）沿着 $c$ 轴被周期堆叠，由于虚弱的层间相互作用力，其原理如图 12.14 所示。每个 C 平面能很容

易地相对另一个平面滑动，这样使石墨成为好的固态润滑剂。另外，层间的空间容纳大量的离子或分子，以便石墨构成石墨介入混合物（GICs）[29]，这一特性被用在如锂离子可重复充电电池等有用设备上。石墨层中的优异电子移动性被期望对高速电子设备产生革命性的推动。

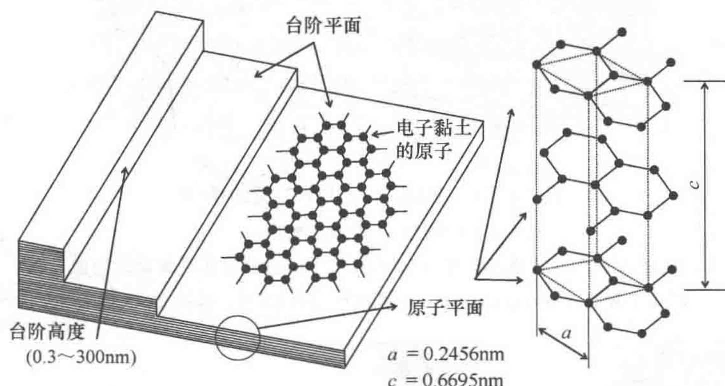



图 12.14　HOPG 和石墨层的晶体结构

虽然它具有非常大用处，但是石墨中的层间相互作用的原子本质仍旧不能完全被理解。尽管在高方向热解石墨（HOPG）的部分错位所引起的剪切诱导运动已经被扫描隧道显微镜（STM）观测到，观测深度仅为一个或两个原子层。我们已经报道：可以利用 UFM 或 UAFM 很清晰地观测到 HOPG 中的近表面错位，观测深度大于 3nm。尽管以前的观测被限制在静态条件，但是我们发现错位具有很强的移动性。在本节中，描述了使用 UAFM 进行 HOPG 中近表面错位的细节动态观察。

该试样是新剥开的 HOPG（B 级联合碳化物）。为了获取该图像，实验是在周围空气温度为 23℃时进行的，没有进行湿度控制。

图 12.15 给出了典型的剥开的 HOPG 表面。图 12.15a 接触模式 AFM 表面轮廓，显示出单层台阶和原子的平坦台阶平面。在图 12.15b 中的 UAFM 幅值图像给出了悬臂梁偏转振动的幅值分布，这是在位置 A 第一谐振频率（180kHz）下测试结果。暗影显示了低接触刚度，这是由于近表面错位导致的[3,4,14,16]。我们观测到许多错位，这些在表面轮廓中是不可见的（见图 12.15a）。

图 12.16 给出 HOPG 晶体中的近表面边错位，其中 $k_c$ = 2.4N/m，$f_0$ = 28kHz。图 12.16a 所示是表面轮廓，显示小的压制，由于近表面的堆叠问题。图 12.16b 所示是一个 UAFM 图像，显示一个错位。图 12.17 所示是一个原理的表示，显示出窄和宽的沟道，考虑到探针振动幅值（约 0.1nm）。

虽然观测到的错位形状是纤维状或条纹状、宽度在 10 ~ 20nm 之间，但是不确定的是：该宽度代表着分辨率的极限，还是由于细节的错位结构。因此，检查图 12.16b 罗列位置的悬臂梁振动谱，发现位置 L、N 和 W 之间的显著差异。采用标记 L 指示线性谱，一个距离错层核心的窄近表面空间，W 代表接近核心的较宽空间。

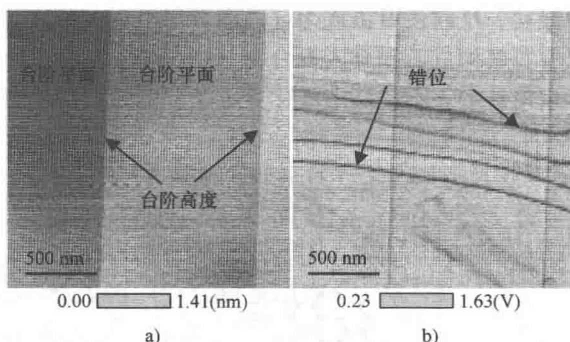



图 12.15　被剖开 HOPG 表面的图像

a）接触 AFM 表面轮廓

b）位置 A 处测量的谐振频率（180kHz）下的悬臂梁偏转振动的幅值分布

（图像面积为 2000nm × 2000nm，接触负载为 97nN，包括 27nN 附着力）

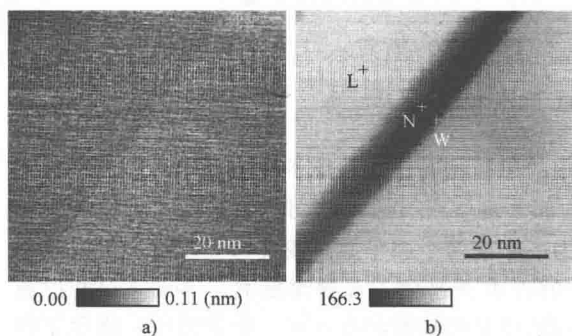



图 12.16　错位的 UAFM 图像

a）表面轮廓　b）谐振频率图像

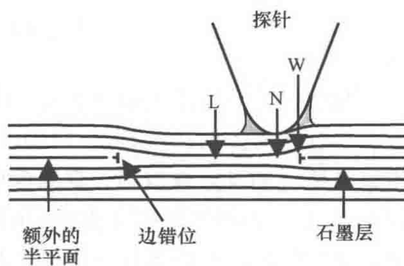



图 12.17　HOPG 和探针区域的原理图示

图 12.18 显示测量得到的 157.2 ~ 177.2kHz 谱。悬臂梁振动的激励功率是 -40dBm，其接触负载是 40nN。在正常区域上，在 L 位置处测量到谱是关于峰值频率对称。结果确认：激励频率功率是足够低以避免探针与试样的部分脱离，这导致了谱的对称。然而，甚至在此情况下，在低频中心的位置 N 处测量的谱是非对称的。如清楚所见：在峰值的低频侧，有一个幅值的尖锐增加，高频侧又逐渐降低。

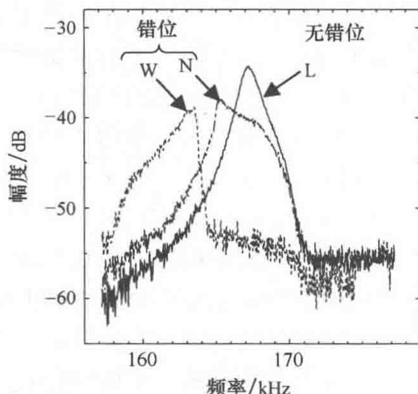



图 12.18　图 12.17 所示位置的获取的谱

在接近低频区域的边界的位置 W 处测量到的谱也是非对称的，但是与位置 N 的谱几乎关于频率轴呈反转形式。在峰值的低频侧，谱又逐渐地增加，在高频侧突然下降（向下的幅值跳变）。然而，位置 W 谱的中心频率是显著地低于（5kHz）位置 N 处的中心频率。

这些结果证明两个位置 W 和 N 有明显不同近表面原子结构，UAFM 的空间分辨率足以分

辨它们。既然 W 和 N 之间的距离是 5nm，近表面物体的分辨率也是 5nm。

## 12.6.2 二硫化钼中的错位

在剥开的 $MoS_2$ 表面（见图 12.19）上，类似的行为被观测到。图 12.20 显示 $MoS_2$ 的图像：(a) 表面轮廓；(b) 在原子平坦台阶平面上的 UAFM 谐振频率图像。图像面积是 500nm × 500nm，接触负载约为 100nN。我们观测到两个错位。

图 12.21a 给出了另一个 $MoS_2$ 中错位的 UAFM 图像。图 12.21b 显示图 12.21a 中的在位置 1、2 和 3 处测量到的谱。在正常区域位置 1 测量到谱是对称的。在低频区域的中心位置 2 处，谱是非对称的。接近低频边界区域的位置 3，谱是非对称的，但在对立面处有一个陡坡。位置 1 和 2 处的谱行为几乎是与 HOPG 中的位置 N 和 W 相同。



图 12.19 $MoS_2$ 的晶体结构



图 12.20

a）表面轮廓 b）$MoS_2$ 的 UAFM 图像



图 12.21 $MoS_2$ 中的错位分析

a）$MoS_2$ 中错位的 UAFM 图像 b）a）图所示位置的谱

### 12.6.3 差分负载下的错位行为分析

图 12.22a ~ 图 12.22d 显示图 12.15 中的两个错位的放大的 UAFM 幅值图像，它在包含 27nN 附着力的不同负载 *F* 作用下。

随着负载增加，两个错位间的距离增加，如图 12.22a ~ 图 12.22c 所示。在 137 nN 下的距离是 40nm，大于 97nN 下的距离。然而，当负载降到 97nN 时，距离返回到初始值 165nm（见图 12.22d）。既然移动几乎是对称的，这些错位随着负载增加侧向移动 20nm，随着负载降低错位返回到原始位置。我们确认该移动不是人为的，由于扫描的扭曲，既然其他目标（如台阶）不移动，甚至负载增加相同的数量。

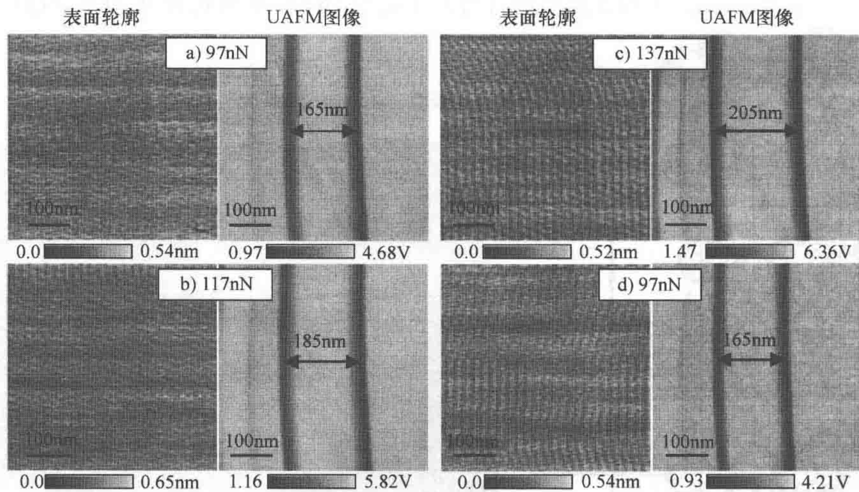



图 12.22 在负载作用下的可逆错位侧向移动。位置 A 处测量的谐振频率（186.6kHz）的悬臂梁振动的幅值分布。负载 *F* 包括 27nN 附着力，如每幅图像所示。图像面积为 500nm × 500nm

### 12.6.4 可变应用负载下的错位运动分析

为了显示移动的可重复性，也为了更量化地分析它，提出一个相同试样的其他区域的错位谐振频率映射。图 12.23 显示第一偏转模式的谐振频率图像，其区域是1000nm × 1000nm，它的 115nN 接触负载包括 40nN 的附着力。灰度显示 170.9 ~ 171.4kHz 范围的谐振频率。观测到错位 C 和 D，具有 0.1 ~ 0.2kHz 谐振频率，低于正常区域。对表面轮廓的仔细观察，发现错位之间区域被轻轻地压制，相对总体水平有 0.03 ~ 0.05nm 的压制。该压制被跨区域模型所表示，如图 12.17 所示，其中有两个边错位（Frank 部分错位）具有不同的极性面，错位之间的额外半平面的缺乏压制了该表面。

沿着线 AB，测试谐振频率轮廓，随着施加负载在 115 ~ 400nN 范围变化，其中包含 40nN 的附着力，其扫描方向是从 A 到 B（右向扫描）。然后，考察错层 C 和 D 的运动。图 12.24 中的水平线显示：沿着线 AB 以灰度形式显示的谐振频率轮廓。较为明亮的颜色显示较高的频率。随着负载变化，轮廓变化到较低的位置，以便整个序列被观测为一

个图像。

从图 12.24a 中注意到：随着负载增加，错位 C 移动到左边，错位 D 移动到右边；随着负载降低，它们都返回到它们的原始位置。移动的方向是：额外半平面长度缩短。在最大负载下，错位 D 移动 47nm，对应于石墨中 0.142nmC－C 键值长度的 330 倍，显示处移动性对于每个错位是不同的。

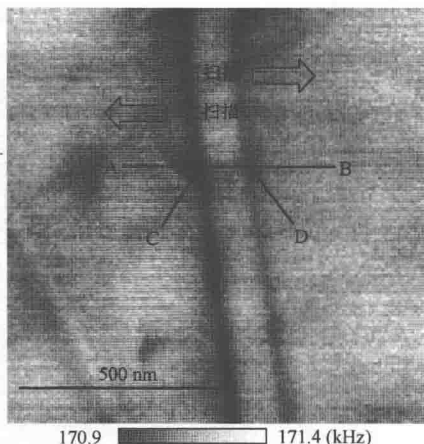



图 12.23 在第一偏转模式下的被剖开 HOPG 表面的谐振频率映射（图像区域为 1000nm×1000nm，接触负载为 115nN，包含 40nN 的附着力）

如果侧向力对错位移动的效应巨大，错位移动的方向或放大将通过变换扫描方向改变。因此，为了评价侧向力的效应，我们反转扫描方向。图 12.24b 显示在左向扫描中的谐振频率轮廓的变化。注意：错位运动的方向和幅值几乎在误差范围内与右向扫描相同。因此，发现错位运动主要受施加的法向负载，而不是侧向力。注意：不排除压入探针产生的剪切力的效应，它在压痕的外围区域是巨大的并且无侧向力。

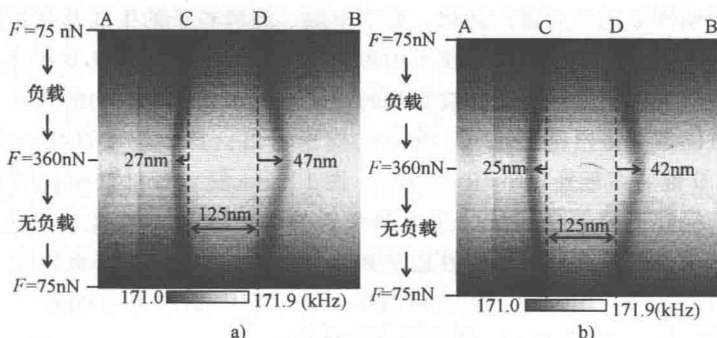



图 12.24 在变化负载作用下的可逆错位侧向移动。沿着 AB 线的谐振频率包络
a）右向扫描 b）左向扫描。包含 40nN 附着力的负载如左图所示。长度为 500nm

在试样的另一个位置上，被观测到的错位的奇怪弯曲如图 12.25 所示。在低负载（$F_0=10\text{nN}$）情况下，在 UAFM 图像中观测到有限长度的错位，而一个小压制在表面轮廓左面被观测到，如图 12.25a 所示。该特性与图 12.17 中原理图是一致的。然而，随着负载增加到 15nN，错位裂成弯曲和直的错位，如图 12.25b 所示。当负载增加到 30nN，弯曲的角度被扩大，如图 12.25c 所示。在较高负载情况下，直的错位变得不清楚，而弯曲仍旧很清晰。随着负载的降低，相同的特性被逆向观测到。

观察结果显示：在不同近表面深度有两个错位，可能地，阴影的错位是直的，既然图像分辨率是较高的。阴影错位的对比度通过增加负载得到消除。然而，消除对比度的原因目前仍旧未知。

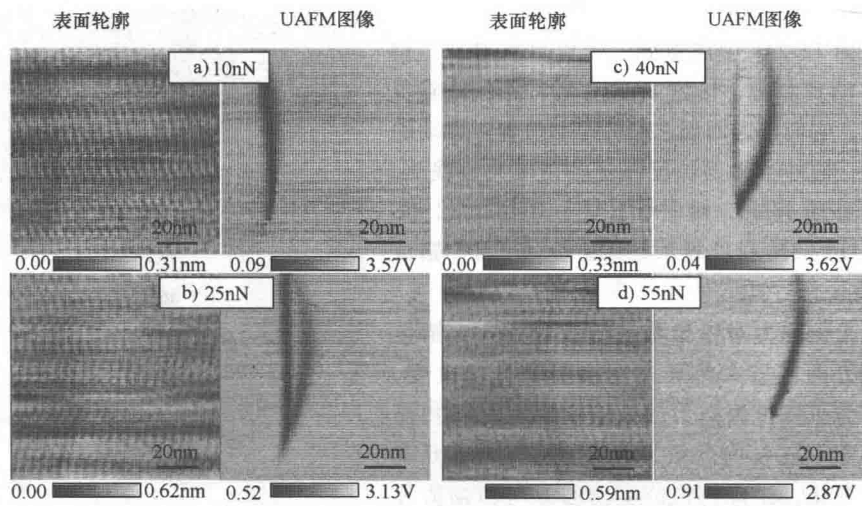



图 12.25 在负载作用下错位的弯曲运动。图像区域：500nm × 500nm

### 12.6.5 错位的可逆长范围运动模型

如果此处观测到错位是边类型，在以前章节中的图像显示错位移动到爬升方向，这被称为相对滑动平面的法向错位运动，要求空隙、裂缝粒子的生成及其扩散。然而，既然实验在室温中进行，空隙或裂纹粒子的形变能量是非常高的（7.0 eV），空隙或裂纹粒子的生成应该可以忽略。因此，被观测的运动不应该认为是法向的爬升。

运动的可能解释能通过图 12.26 所示的模型给出，其中假设钉扎点 P 和弹性弹簧 $S_D$，由于 C－C 键处在额外半平面（EHP）。图 12.26a 显示探针和错位的初始位置。随着负载增加，探针下的形变区域的压力和张力的能力增加，如图 12.26b 所示。然后，EHP 从那个区域移开，此时存储弹性能量到 $S_D$ 中，由于 EHP 的平面内的弹性形变。因此，错位移动到右边。相反地，随着负载的下降，EHP 返回原始配置，同时释放弹性能量，如图 12.26c 所示。因此错位返回到原始位置。

既然这个模型暗示 C 原子在 EHP 的边缘的多个晶格常数的长范围移动，但是从错位理论角度[30]这是不可接受的。然而，我们不认为它是不可能的，因为层状晶体（如 HOPG）的层间作用力是非常弱的，UAFM 中的压入探针周围具有巨大局部应力。如果此模型证明是正确的，那么它能挺过一个新的错位理论概念。另外，既然错位运动能很好地被

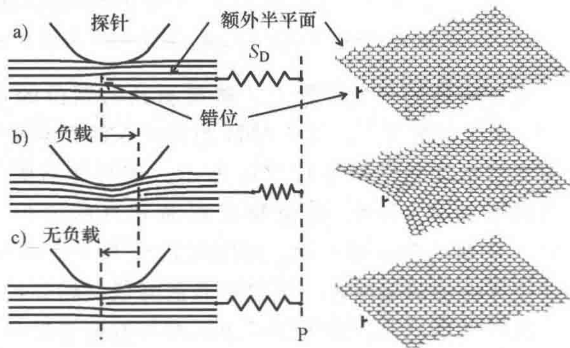



图 12.26 负载作用下的边界错位的可逆长范围运动的模型

控制，它暗示通过扫描探头显微镜控制近表面原子的可能性。

最后，我们注意：在加载和卸载期间，石墨错层上的惊人地长范围可逆运动可能提供石墨烯设备的设计和诊断有用的洞察力，进而将来被开发成电子和 MEMS 设备。

### 12.6.6 微电子和机械装置中的分层

虽然裂缝和错位是不同的目标，但是一些特殊类型的裂缝和边错位具有一定相似性。既然随着距核心距离的增加，而边错位的临近核心沟道宽度下降，那么沟道形成一个楔形。在另一方面，一边部分开放、另一边完全封闭的裂缝会伴随楔形的空隙。因此，边错位和裂缝有相似的形状，尽管它们的尺寸完全不同。因此，边错位被认为是纳米级的裂缝模型。

在此注意到：本研究中的软化弹簧类似于封闭的裂缝，能被纵向声波的半周期的拉伸力打开。相对比地，硬化弹簧模型是与开放裂纹相似的，能被纵向声波的半周期的压力关闭。另外，利用 UAFM 的近表面错位的机械特性评价与利用含有微裂纹目标的非线性振动对裂纹评价有相似之处。

虽然在宏裂缝和微裂缝上已经观测非线性振动，这是首次发现：模拟非线性行为在原子级非连续性上被观测到。此发现将提供一些对纳米级结构的物理和机械洞察，这将在不久的将来得到扩展开发。

一个实际的非线性谱的实例被发现在微电子设备中[22,24]。在铌镁酸铅钛酸铅 [0.65Pb（$Mg_{1/3}Nb_{2/3}$）$O_3$ − 0.35$PbTiO_3$，PMN-PT] 基材上使用剥离工艺制造铬（Cr）电极。利用 $k_c$ = 5.0N/m 和 $f_0$ = 36.1kHz 悬臂梁得到图 12.27。电极边缘区域的外表轮廓显示出 240nm 的厚度（见图 12.27a）。在 UAFM 中，谐振频率如图 12.27b 所示，比较暗的区域有比较低的谐振频率，显示出较低的接触刚度。低频区域可能是由于分层所导致。峰值频率从 A 降到 D（见图 12.27c），显示出接触刚度的降低。另外，谱 B 和 C 的非对称形状显示沟道的接触振动，通过图 12.7 的计算谱对它们进行了典型预测。

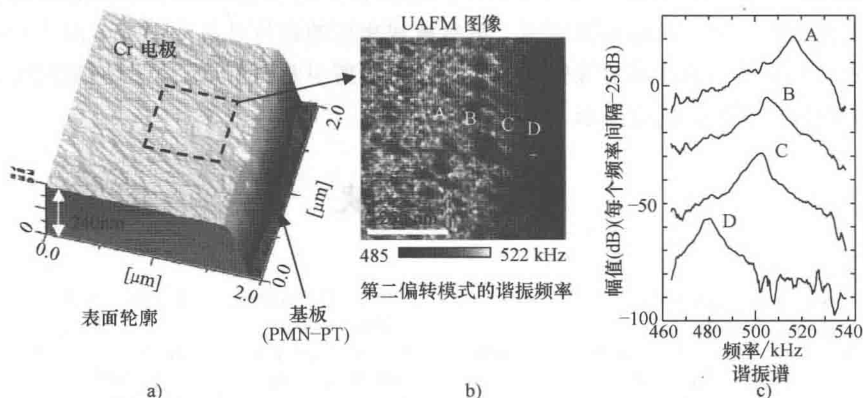



图 12.27　Cr 电极近表面分层的观测

a）沉淀在 240nm 厚基板上的 Cr 电极

b）第二偏转模式中的 UAFM 谐振频率图像　c）A 到 D 位置的谱测量

## 12.7 总结

UAFM 的概念如下：原理是使用较高偏转模式对悬臂梁刚度进行有效增强。来自于基座的悬臂梁的力振动克服了由于振荡器键和到试样的不利之处。小的激励功率对于量化测量是重要的。不但垂直刚度而且侧向刚度都能通过偏转和扭转振动同时测量得到。谐振频率跟踪策略显著地降低了映射谐振频率的时间。对于可靠的测量，应该设置适宜的负载，考虑到试样和探针的塑性变形。

应该使用悬臂梁的连续理论指示刚性和 $Q$ 因数的线性分析。谱的峰值高度近似于 $Q$ 因数保持线性。频率方程已经被推导出来了，考虑侧向刚度和倾斜的试样表面。近表面成像的线性理论随后被 FEM 分析开发。目标中的近表面的缺陷，如错位、分层或裂缝，被低于无缺陷区域的谐振频率指示出来。另外显示：对于近表面缺陷层，存在一个适宜的负载范围。然而，非线性对于近表面封闭的裂纹或分层评价可能是非常有用的。钢化或软化弹簧的原点分别已经通过“近表面击打模式”和“近表面断裂模式”指示。

从实验角度看，UAFM 和相关方法非常依赖悬臂梁振动的激励功率。当激励功率高于某一门限水平时，随着激励功率降低，谐振峰值宽度降低、谐振频率增加。控制激励功率，获得独立于激励功率的线性谱。使用线性谱，通过假设一个一致探针—试样接触刚度获得测量和计算峰值频率的满意一致性。通过考虑非球面探针形状，使用接触刚度的 Sneddon-Maugis 公式[11]和负载—频率关系[13]的逆分析获得探针形状指数估计可以获得进一步的提升。

使用幅值图像和谐振频率图像观察分层晶体中的近表面错位。当对错位行为近距离观察时，发现 HOPG 中的错位随着负载增加到 285nN 横向移动多达 40nm，随着负载降低，可以回到原点位置。该行为不是由于扫描的横向力引起，而是由所施加的法向负载。接着提出解释该运动的可能模型。虽然被观测到的错位是几十纳米，由于谐振谱的形状变化，但是这是由伴随边缘错位的近表面结构所引起的。最后，此测量被用于微电子设备的电极的评价，同时展示了其可用性。

# 参考文献


1 Binnig, G., Quate, C.F., and Gerber, C. (1986) *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 930.

2 Kolosov, O. and Yamanaka, K. (1993) *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, L1095.

3 Yamanaka, K., Ogiso, H., and Kolosov, O. (1994) *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 178.

4 Yamanaka, K. (1996) *Thin Solid Films*, **273**, 116.

5 Rabe, U. and Arnold, W. (1994) *Ann. Phys.*, **3**, 589.

6 Rabe, U., Janser, K., and Arnold, W. (1996) *Rev. Sci. Instrum.*, **67**, 3281.

7 Radmacher, M., Tillmann, R.W., and Gaub, H.E. (1993) *Biophys. J.*, **64**, 735.

8 Yamanaka, K. and Tomita, E. (1995) *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, 2879.

9 Yamanaka, K. and Nakano, S. (1996) *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**, 3787.

10 Yamanaka, K. and Nakano, S. (1998) *Appl. Phys. A*, **66**, 313.

11 Yamanaka, K., Noguchi, A., Tsuji, T., Koike, T., and Goto, T. (1999) *Surf. Interface Anal.*, **27**, 600.

12 Yamanaka, K. (1999) U.S. Patent 6,006,593.

13 Yamanaka, K., Tsuji, T., Noguchi, A., Koike, T., and Mihara, T. (2000) *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 2403.

14 Tsuji, T. and Yamanaka, K. (2001) *Nanotechnology*, **12**, 301.

15 Yamanaka, K., Maruyama, Y., Tsuji, T., and Nakamoto, K. (2001) *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 1939.

16 Tsuji, T., Irihama, H., and Yamanaka, K. (2002) *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41**, 832.

17 Tsuji, T., Irihama, H., and Yamanaka, K. (2002) *JSME Int. J. Ser. A*, **45**, 561.

18 Yamanaka, K., Tsuji, T., Irihama, H., and Mihara, T. (2003) *Proc. SPIE*, **5045**, 104.

19 Yamanaka, K., Mihara, T., and Tsuji, T. (2004) *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43**, 3082.

20 Tsuji, T., Ogiso, H., Akedo, J., Saito, S., Fukuda, K., and Yamanaka, K. (2004) *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43**, 2907.

21 Tsuji, T., Saito, S., Fukuda, K., Yamanaka, K., Ogiso, H., Akedo, J., and Kawakami, K. (2005) *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 071909.

22 Tsuji, T., Kobari, K., Ide, S., and Yamanaka, K. (2007) *Rev. Sci. Instrum.*, **78**, 103703.185.

23 Ide, S., Kobari, K., Tsuji, T., and Yamanaka, K. (2007) *Jpn. J. Appl. Phys.*, **46**, 4446.

24 Yamanaka, K., Kobari, K., and Tsuji, T. (2008) *Jpn. J. Appl. Phys.*, **47**, 6070.

25 Wright, O. and Nishiguchi, N. (1997) *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 626.

26 Rabe, U., Turner, J., and Arnold, W. (1998) *Appl. Phys. A*, **66**, S277.

27 Yamanaka, K., Ohara, Y., Oguma, M., and Shintaku, Y. (2011) *Appl. Phys. Express*, **4**, 076601.

28 Kobayashi, K., Yamada, H., and Matsushige, K. (2002) *Surf. Interface Anal.*, **33**, 89.

29 Zabel, H. and Solin, S.A. (1990) *Graphite Intercalation Compounds I: Structure and Vibrations* (eds H. Zabel and S.A. Solin), Springer, Berlin, p. 1.

30 Read, W.T. (1953) *Dislocations in Crystals*, McGraw-Hill, New York.

# 第 13 章 声学近场成像

## 13.1 近场成像原理

### 13.1.1 早先的声学近场成像系统

在第 3 章中详细地讨论了扫描声学显微镜（SAM）。因为在 SAM 中使用了聚焦镜头进行成像，它的分辨率直接与所使用的波长相关。在室温条件下，可用最短波长（$\lambda \approx 0.75\mu m$）实际限制对应于 2GHz 频率。主要的限制来自于耦合水中的额外衰减。进而，被测组件材料中的散射和衰减可以获得吉赫兹频率范围内的多个波长深度的图像。因此，分辨率和穿透深度限制在低于微米的范围内。

利用“超级分辨率”或近场成像可能克服分辨率限制。如名字所示，对比度源于所用天线的近场。近场成像的确是一个非常老的方法，在声学系统中也是如此。Ash 和 Nichols[1] 使用了近场成像的首次实验，他们使用电磁泄漏场，该场来自于 10 GHz 微波谐振强中的小孔径光圈。在 1.5mm 直径孔径的近场中，它可以成为天线，空间分辨率是 $\lambda/60$，此时在被测的材料或组件上扫描谐振器。

在航空工业中，一个无损测试的首次近场声学系统是所谓的福克仪（胶接质量试验仪）或机械阻抗频谱仪[2-4]。这样系统拥有一个激励振荡器和接收振荡器。当接触一个组件（见图 13.1）时，可以使用福克仪测试振荡器的谐振频率的变化，它依赖于接触应力场内的层与层之间粘接性的变化，通常是一个附着在激励源上的球体。响应能以附着特性来标定响应，参考文献 [5] 已经给出了详细的论述。测出的量化指标具有本地灵活性[3]。后续将以 AFM 悬臂梁接触谐振为背景讨论：该量化指标的逆是接触刚度。结合扫描系统，福克仪是近场声学成像系统，其空间分辨率通过接触空间的接触半径给出。在福克仪中，激励源在千赫兹范

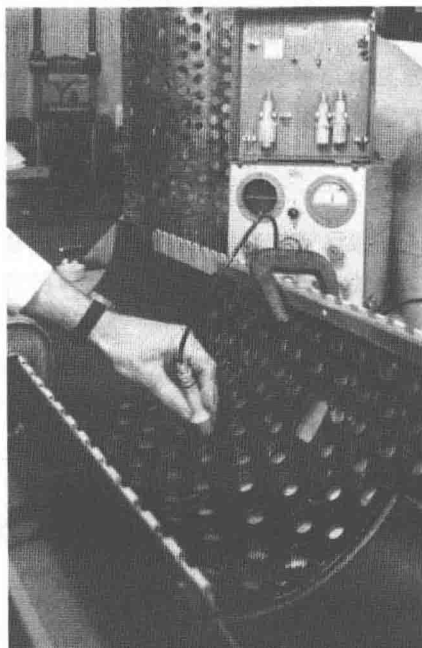


图 13.1 通过测试接触谐振，福克仪测试导弹结构的附着力（在模板中的洞，可以接触—谐振的近场图像。摘自参考文献[2]，得到美国无损探测学会的同意）

围内振荡，响应的波长在分米范围内，接触半径在毫米范围内，因此有 $\lambda/100$ 的分辨率，这远小于所施加的波长[3,4]，这样就获得了“超级分辨率”。

Dürr 等[6]设计了具有某一声学透镜的孔径组合，目的是获得超级分辨率（其中 $\lambda/4$）。Khuri-Yakub 等[7]使用相同的概念。Zieniuk 和 Latuszek[8]建造了使用号角或销子的扫描近场声学显微镜，其 35MHz 时的分辨率为 10μm。在他们的设备中，被测试样被平面波从下面进行声照，接收天线被放置在接近试样的区域内。分辨率再次由接触号角的半径决定，看图 13.2a 中与聚焦 SAM（见图 13.2b）对比的原理设计。

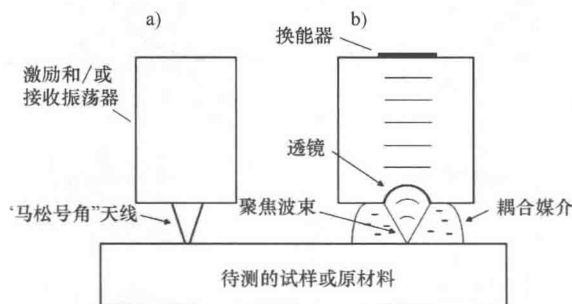
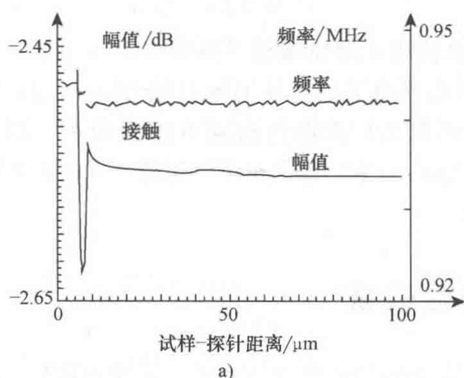



图 13.2　相比扫描声学显微镜的近场成像原理
（在近场成像中，接触或相邻试样的天线尺寸决定了空间分辨率 a），而在 SAM 中，分辨率由聚焦波束的尺寸给出，由透镜的数字化孔径分割的波长所决定 b)）

Kulik 等[9]采用了连续波，其中马松号角[10]里传播的 1MHz 频率 CW 信号的反射幅值和它的接触谐振被用作图像系统中的量化对比（见图 13.3a）。这个号角具有 100μm 的锥形直径。利用号角直径的分辨率获得声学图像（见图 13.3b），也就是 $\lambda/d\approx50$ 超级分辨率。



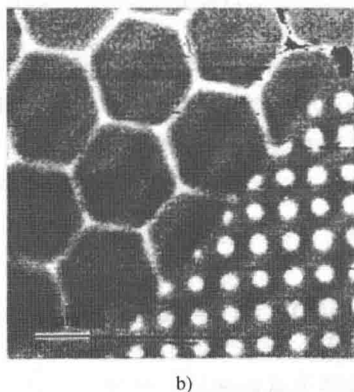




图 13.3　a）末端 100μm 的马松号角获取的接触—谐振 s11 信号（见图 13.2a，左手边）。当它接近被检结构时，存在幅值和谐振的变化；b）利用马松号角获取的 1MHz 的图像。测试试样显示出蚀刻在铜层的结构，附着在玻璃纤维上以增强环氧材料强度。由于结构的清晰对比度，一些近表面的纤维也变得可见（暗的斜纹条带）。经过许可，摘自参考文献［9］。

Güthner 等[11]构建了一套不同的设备。他们把振动音叉放置在试样表面。音叉的尖角充当探针。尖端和表面之间的空气移动的摩擦特性决定了对比度。空间分辨率优于 3μm。

在图声成像系统中，近场效应也已经被观察到。对比度是由于裂缝处千赫兹频率范围内长波长超声场的散射，某人在测量裂缝深度时（见图 13.4）。调制激光束的超声场生成及其使用加速度计的检测都是相对于施加波长的点状，因此提供了近场分辨率[12]。

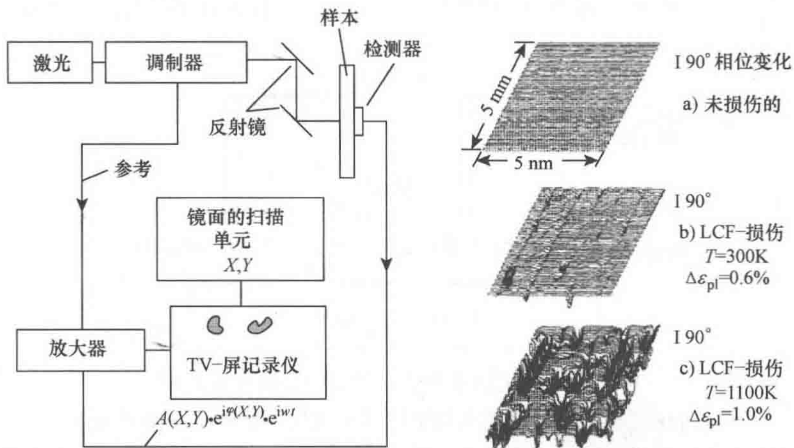



图 13.4　幅值调制激光光束通过被测试样内部的热弹性效应产生弹性波（这是带有不同程度损伤的铁基高温合金，裂缝是低周期疲劳所引起。热源的热穿透是 16μm，对应于 $\omega/2\pi = 7.4$kHz，材料中的弹性波长约为 0.67m。因为裂缝在极端的近场的热弹性源，在裂缝侧面的弹性散射改变了信号，这些信号是加速度计作为检测器检测到的。显示的 $W$ 宽度大约是裂缝深度 $d$ 的 2 倍。摘自参考文献［12］，这经过 Springer 许可）

最后，Khuri-Yakub 等和 Takata[14]联合使用了扫描隧道显微镜（STM）和利用 STM 探针作为声学天线的声学技术，利用此方法获得了低于 0.1μm 的分辨率。因此由于探针和表面之间的超短距离，短范围相互作用足以发射出激励可检测的声学信号。在 100nm 半径和 1mm 直径的 STM 探针中，Uozumi 和 Yamamuro[15]传播 1.4MHz 脉冲式超声。再者，隧道电流被用作成像数量。

## 13.2　近场声学成像和原子力显微镜

在原子力显微镜中，微加工的弹性梁的末端带有传感器探针，能够扫描整个试样表面[16]。动态模式属于最商业仪器的标准设备，其中悬臂梁或试样表面是振动的。利用各种技术，如力调制显微镜、扫描局部加速显微镜、扫描微变形显微镜、脉冲—力显微镜、轻敲模式或者间歇接触模式，可以获取图像，图像的对比度依赖于探针—试样之间的弹性、摩擦性和附着力。

### 13.2.1　力调制

原子力显微镜被发明后，大量的尝试将其用于弹性测量。原子力显微镜中的力调制用于测量探针—表面相互作用，这反过来被探针与被检表面的局部弹性存储力、局部摩擦力和局部附着力所决定。探针或试样在给定频率上振荡，被推入到排斥相互作用状态。局部力数据借助表面轮廓数据获得，这考虑到了高度和材料属性的对照。在力调制技术方法[17]中，使用幅值 $\Delta z_m$ 对试样的 $z$ 位置进行调制，$\Delta z_m$ 的范围为近纳米到几十纳米（见图 13.5）。

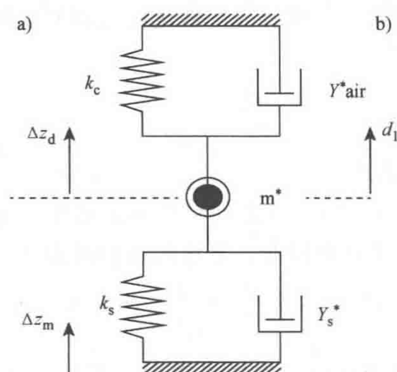



图 13.5

a）力调制原理　b）扫描局部加速度显微镜

（在力调制中，利用幅值 $\Delta z_m$ 对 AFM 仪器的 $z$ 压力进行调制。悬臂梁服从幅值 $\Delta z_d$，它依赖于材料的局部刚度 $k_s$ 和悬臂梁刚度 $k_c$［见式（13.1）］，虚线代表接触中的黏弹性和附着力，以及空气中的悬臂梁的阻尼　b）利用频率的力调制标识扫描局部加速度显微镜（SLAM）[18]，该频率低于悬臂梁接触—谐振频率。对于高于谐振频率之上的频率，仍旧存在悬臂梁的幅值响应，这是通过加速的质量给出［见式（13.4）］，与悬臂梁的等效质量 $m^*$ 相对应，$m^* \approx m/4$，其中 $m$ 为悬臂梁的质量。Burnham 等[18]也讨论了悬臂梁暂停，或者悬臂梁被动态力激励等情况，该动态力诱导了相应的悬臂梁幅值）

因此，对悬臂梁施加一个恒定静态负载，作用在试样表面的整个力也被调制，保证悬臂梁幅值 $\Delta z_d$ 依赖于局部接触刚度 $k_s$：

$$\frac{\Delta z_d}{\Delta z_m} = \frac{k_s}{k_s + k_c} \tag{13.1}$$

式中　$k_c$——悬臂梁的刚度。

测量相应的垂直光电二极管输出信号 $\Delta V_m$ 和无调制给定负载信号 $\Delta V_d$。对探针—试样接触使用赫兹接触，并标定给定压痕模量 $M_s$ 的试样，可能标定光电二极管输出信号以获得因数 $R$[17]：

$$M_s = \frac{\sqrt{2}k_c}{a_c[R(\Delta V_m/\Delta V_d) - 1]} \tag{13.2}$$

式中　$a_c$——接触半径，也被称为试样凹陷半径。

如果实验参数被设置大于凹陷参数，调制力会由于赫兹接触的非线性产生双频率信号[19]。进而，接触中的附着力和待检材料的黏弹性导致力激励信号和 AFM 光电二极管的输出信号之间的相位变化。

### 13.2.2 局部加速显微镜

从机械工程的观点来看，AFM 的核心部件包括悬臂梁、与试样接触的探针。假设悬臂梁的悬架和扫描单元具有无限刚度，这些 AFM 组件的振荡可以简单方式加以描述。如果令悬臂梁为一个等效质量 $m^*$，那么可以使用图 13.5 所示的代换模型描述整个系统的振荡行为。忽略了阻尼效应，在小于与试样接触系统的谐振频率的频点处，悬臂梁振荡的幅值 $d_1$ 由下式给出[18]：

$$\frac{d_1}{\Delta z_m} = \frac{k_s}{k_s + k_c} \tag{13.3}$$

式中 $\Delta z_m$——试样的激励幅值。

式（13.3）等价于式（13.1），标定后使用赫兹接触理论导出式（13.2），也就是完成了力调制。考虑到以上的高频限制，系统的接触谐振推导如下：

$$\frac{d_1}{z_m} = \frac{k_s}{m^* \omega^2} \tag{13.4}$$

这意味着悬臂梁的幅值由被加速的局部质量决定，因此扫描局部加速显微镜（SLAM）被命令。该方法与所谓扫描激光声学显微镜毫无关系，尽管它的缩写也是 SLAM[20]。有几种力调制相关的 AFM 技术方法，其中不是使用带有凹痕探针的悬臂梁，而是使用容性负载—位移压头，考虑到具体操作，除了力调制，纳米压痕的负载高于 AFM 的可能负载[21]。

### 13.2.3 脉冲-力显微镜

在脉冲-力显微镜中，力-距离曲线被很快地在表面上逐点地扫描出来，参数确定依赖于弹性、附着力和其他表面特性[22]。在专门的商业系统中检测到峰值力[23]。原则上，这能利用探针和试样时间的相互作用力得到，如压电或电磁力。

在所有这些技术方法中，利用 AFM 对试样表面的杨氏模量的量化确定是一个挑战。特别当材料是硬质的金属或陶瓷时，由于弹性而导致图像对比度降低，因为通常 AFM 悬臂梁的弹性常数变化范围为 0.01 ~ 70N/m，比探针-试样接触刚度要低。成像的悬臂梁的较高模态的开发能被用于成像刚性材料，如后续章节所讨论的情况。

### 13.2.4 原子力声学显微镜或 AFM 接触-谐振成像

**1. 工作原理**

在原子力显微镜（AFAM）或超声原子力显微镜（UAFM）中，可以利用探针接触标本表面测量到原子力悬臂梁的谐振[24-26]。根据这些测量，可以推导出局部压痕模量 $M$，使用合适机械模型将振荡悬臂梁的谐振频率与探针-试样接触刚度 $k^*$ 相关联，这反

过来与局部压痕模量 $M$ 相关。压痕模量是弹性常数，压痕模量是一个弹性常数，用于描述位于各向同性和各向异性材料之间的接触带的压缩和剪切变形。虽然它开始用于纳米级压痕，但是可以看出 $M$ 是弹性梁，可以从接触-谐振方法中推导获得，如 AFAM、UAFM 和微变形显微镜[25,26,28]、谐振超声显微镜（RUM）[29]及相关技术方法。所有这些技术方法以微米级（RUM）或纳米级（AFAM 和 UAFM）分辨率测量材料的近表面区域的弹性特性的工具而出现。

**2. 弯曲悬臂梁的谐振**

悬臂梁谐振能被通过试样或被测件的传输超声激励（AFAM 技术方法[30]），或者由悬臂梁基座激励（UAFM 技术方法[31]），或者由悬臂梁自身激励[32]。所有这些技术有优势和劣势，在其他地方会有详细论述。在 AFAM 中，带有探针的悬臂梁承担着阻抗谱技术，如上所讨论，探针-试样接触起着刺探局部机械阻抗的作用[33]。

在许多声学和工程机械书籍中讨论解决了梁的振动问题。一些日期甚至可以回溯到 19 世纪（Tyndall，1869[34]）。考虑到 AFAM 和超声力显微镜的应用，参考了 Rabe 等[35]，Yamanaka 等[36]、Dupas 等[37]、Turner 和 Hurley[38]、Rabe[39]、Huey[40]、Song 和 Bhushan[41]，也还有其他人大量的工作成果。

对于均匀横截面的梁，弯曲振动的运动方程是四阶差分方程。对于受力的矩形梁，运动方程符合下式：

$$EI\frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + \eta_{\text{air}}\frac{\partial y}{\partial t} + \rho A\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = F\delta(x - x_0)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t} \tag{13.5}$$

式中 $E$——梁材料的杨氏模量；

$I$——悬臂梁的惯性矩；

$\eta_{\text{air}}$——空气中摩擦力损失的阻尼常数；

$\rho$——梁的质量密度；

$A$——其横截面；

$y(x, t)$——梁的垂直位移；

$x$——沿着梁的位置；

$t$——时间；

$F$——作用在探针 $x_0$ 处的力。

试样表面法向相互作用力被表示成线性弹簧，具有特性弹性常数 $k^*$，它等于振动位置探针—试样力的负导数：

$$k^* = -\frac{\partial F(z)}{\partial z}\bigg|_{z=z_e} \tag{13.6}$$

式中 $z$——探针—试样距离；

$F(z)$——探针—试样相互作用力；

$z_e$——振动位置。

类比定义了侧向接触刚度 $k^*_{\text{Lat}}$。在 AFAM 中的振动悬臂梁的随后机械模型在图 13.6 中表示。垂直和侧向探针—试样相互作用力的重叠部分可以用一组弹簧和阻尼器。

考虑到自由悬臂梁的边界条件，可以获得特征方程，对于该方程，解 $k_nL$（$n=1$，2，3，…）形成一个无限集合的弯曲模式的波数 $k_n$。散射关系被用于计算第 $n$ 模式谐振频率 $f_n$[35]：

$$f_n=\left(\frac{k_nL}{c_c}\right)^2 \text{其中 } c_c=L\sqrt{2\pi}\sqrt[4]{\frac{\rho A}{EI}} \tag{13.7}$$

式中　$c_c$——一个依赖于悬臂梁几何尺寸和长度方向上梁的弹性模量的常数。

当探针与试样表面接触时，边界条件发生改变。当探针接触试样表面时，探针在接触前首先感知到长范围吸引力，接触上时感知到探针-试样排斥力。若静态负载 $F_o=k_c\times d_c$ 足够大，这是通过悬臂梁偏转 $d_c$ 施加到探针上，吸引力可以被忽略。

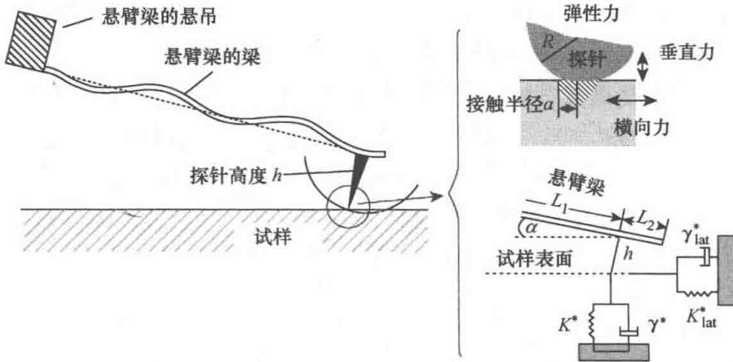



图 13.6　作为矩形弹性梁的 AFM 悬臂梁的机械模型

（接触本身被描述为两个并联线性弹簧，其弹性常数或接触感度为 $k^*$ 和 $k^*_{lat}$，两个阻尼缓存器 $\gamma^*$ 和 $\gamma^*_{lat}$ 分别对应于垂直和横向接触力。在该图中，$L=L_1+L_2$ 是悬臂梁长度，$L_2$ 是探针位置到悬臂梁自由端之间的距离，$h$ 是探针长度，$k^*$、$k^*_{lat}$、$\gamma$ 和 $\gamma^*_{lat}$ 分别是垂直和水平力的接触刚度和阻尼常数。由于技术原因，悬臂梁倾斜了角度 $\alpha$）

虚部对整个刚度的贡献通常小于1%。因此，在许多 AFAM 应用中，阻尼器 $\gamma^*$ 和 $\gamma^*_{lat}$ 在计算接触刚度时被忽略[24,42]。对于具有比率 $k^*/k^*_{lat}=c_k$ 的弹簧耦合悬臂梁，可以获得特征方程：

$$A_0c_p\left(\frac{h}{L_1}\right)^2\left(3\frac{k^*}{k_c}\right)+3A_1\frac{k^*}{k_c}(\cos^2\alpha+c_k\sin^2\alpha)+3A_2\frac{h}{L_1}\frac{k^*}{k_c}\sin\alpha\times\cos\alpha(c_k-1)$$
$$+3A_3\left(\frac{h}{L_1}\right)^2\frac{k^*}{k_c}\ (\sin^2\alpha+c_k\cos^2\alpha)+A_4=0 \tag{13.8}$$

在该方程中，参数 $A_0$、$A_1$、$A_2$、$A_3$ 和 $A_4$ 的定义为

$$A_0=(1-\cos k_nL_1\cosh k_nL_1)(1+\cos k_nL_2\cosh k_nL_2) \tag{13.9a}$$

$$\begin{aligned}A_1=k_nL_1[&-(1-\cos k_nL_1\cosh k_nL_1)(\sin k_nL_2\cosh k_nL_2-\sin k_nL_2\cos k_nL_2)\\&+(1+\cos k_nL_2\cosh k_nL_2)(\sin k_nL_1\cosh k_nL_1-\sinh k_nL_1\cos k_nL_1)\end{aligned} \tag{13.9b}$$

$$\begin{aligned}A_2=2(k_nL_1)^2[&\sin k_nL_1\sinh k_nL_1(1+\cos k_nL_2\cosh k_nL_2)\\&+\sin k_nL_2\sinh k_nL_2(1-\cos k_nL_1\cosh k_nL_1)]\end{aligned} \tag{13.9c}$$

$$A_3 = (k_n L_1)^3 [(\sin k_n L_1 \cosh k_n L_1 + \sin k_n L_1 \cos k_n L_1)(1 + \cos k_n L_2 \cosh k_n L_2) - (\sin k_n L_2 \cos k_n L_2 + \sinh k_n L_2 \cos k_n L_2)(1 - \cos k_n L_1 \cosh k_n L_1)] \quad (13.9d)$$

$$A_4 = 2(k_n L_1)^4 (1 + \cos k_n L \cosh k_n L) \quad (13.9e)$$

悬臂梁的弹性常数 $k_c$ 定义为

$$k_c = \frac{Ewt^3}{4L_1^3} \quad (13.10)$$

假设悬臂梁横截面的宽度为 $w$，厚度为 $t$。

每个接触谐振的标准化波数 $k_n L$ 与利用式（13.7）实验测得的频率 $f_{cont}$ 相关。可以获得 $k^*$[24]：

$$k^* = \frac{k_c}{3}\left(z \pm \sqrt{z^2 - \frac{A_4}{A_0 c_p}\left(\frac{L_1}{h}\right)^2}\right) \quad (13.11)$$

其中 $z$ 由下式给出：

$$z = -\frac{A_1(\cos^2\alpha + c_p \sin^2\alpha) + A_2 \frac{h}{L_1}(c_p - 1)\sin\alpha\cos\alpha + A_3\left(\frac{h}{L_1}\right)(\sin^2\alpha + c_p\cos^2\alpha)}{2A_0 c_p \left(\frac{h}{L_1}\right)^2} \quad (13.12)$$

下面简单地讨论一下如何进行量化数据评估。可以使用几种方法求解以上方程组。可以使用 MATLAB 程序[43]获得图 13.7 所示散射曲线，或者 Labview 程序[39]。首先，使用预想的分辨率估计未知材料的期望接触硬度（也就是接触半径），利用下面的方程式。那么，测量悬臂梁的自由谐振和被测材料的接触谐振。取这两个值的比率，确定散射曲线上哪个点被用于获得接触刚度 $k^*$ 相对悬臂梁刚度 $k_c$ 的比率。应该选择参数 $k_c$、静态力 $F_0$ 和探针半径 $R$，以便探求给定模式的悬臂梁散射曲线的最大斜率的区域。使用较高模量、较硬材料更容易地被测量。

近年来，AFAM 已经被用于测量能量图所引起的玻璃 PdCuSi 上的硬度分布。接触谐振显示出晶体化 PdCuSi 材料或结晶材料（见图 13.7）中的频率缺少的某一分布。为了转换谐振到接触刚度分布中，需要一个给定悬臂梁的散射曲线。如图 13.8 所示，用于计算散射曲线的参数为 $L_1 + L_2 = 137\mu m$、$L_2 = 15.1\mu m$、$h = 17\mu m$ 和 $\alpha = 11°$。侧向接触刚度由平行于接触面的刚度决定，因此通过剪模量，已经被 Mazeran 和 Loubet[44]计算得到。侧向接触刚度与垂直接触刚度的比率被定义为 $k^*/k^*_{lat} = c_k = 4G^*/E^*$，其中 $E^*$ 和 $G^*$ 分别被降低为接触区域的弹性模量和剪切模量。对于 0.4 的泊松比率，这是典型的金属化玻璃，可以获得 $c_k = 0.85$。已知 $k^*$ 和探针—试样接触的接触面积或接触半径，可以确定局部压痕模量，如以后章节讨论。通过轻敲模式 AFM 观察到在 ZrCuNiAl 金属化玻璃膜中的滞弹性特性的模拟分布[45]。

以前，AFAM 被用于测量纳米铁氧体[46]弹性特性、压电陶瓷材料[47]弹性特性、黏土[48]弹性特性、多晶体金属中的沉淀物[42]弹性特性、碳纳米管的弹性特性、碲纳米线[50]中的尺寸依赖效应。AFAM 也被用于研究对纳米晶体材料[24]的整个弹性粒度边界的贡献。

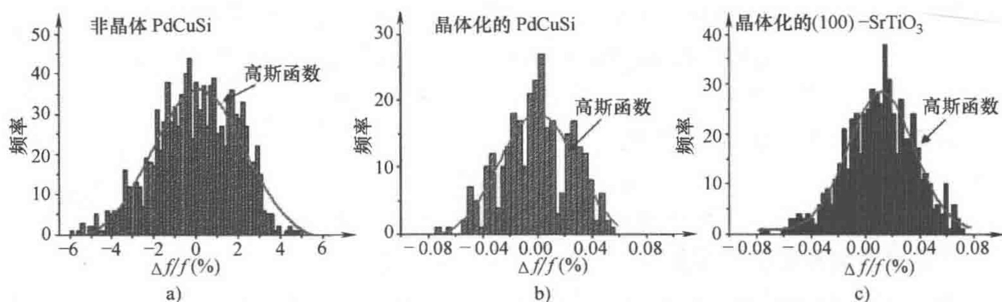



图 13.7 AFAM 数据统计

a) 1089 个不同位置的非晶体 PdCuSi 的 $\Delta f/f$ 方差统计，平均的接触—谐振频率是 1.313MHz，具有 308kHz 自由悬臂梁谐振；带入高斯函数在半—最大处产生 4.4% 的相对宽度 b) 对于晶体化 PdCuSi，进行了 300 次测量，利用 0.06% 半—最大处的结论性全宽分析 c) 对于晶体化 $SrTiO_3$，其中 600 次测量点被考虑，在半—最大值处产生 0.05% 的相对宽度。经过参考文献［43］的许可

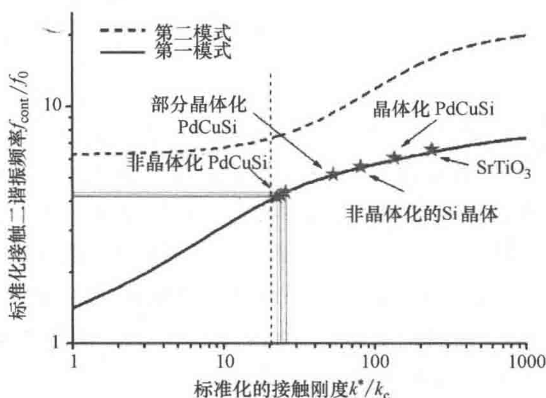



图 13.8 标准化接触刚度 $k^*/k_c$，作为标准化接触谐振频率的函数

（适用于在非晶体 PdCuSi 和其他对比材料的开始的两个不同模式的悬臂梁模式。由于散射曲线的斜率变化，接触谐振的方差可能承担接触刚度和由此产生的压痕模量的巨大变化。对于频率比率 $f_{cont}/f_0$ 产生超过虚线的 $k^*/k_c$，相比第一模式，第二模式变得对接触刚度变化更敏感）

### 3. 接触刚度到压痕模量的关系

接触力学的概念在 1985 年出版的 K. L. Johnson 的书中有详细的描述[51]。作为权威的参考文献，它讨论了接触力学的众多方面，如接触体形状的功能、应力场的程度、黏弹性、摩擦效应和动态负载。

（1）接触刚度的实部

对于旋转对称的压制器和平面之间的弹性接触，Oliver 等[52]计算接触刚度 $k^*$ 为

$$k^*=\frac{2}{\sqrt{\pi}}E^*\sqrt{A} \tag{13.13}$$

式中　$A$——接触面积；

$E^*$——精简的弹性模量。

对于各向同性固体 $E^*$ 由下式给出：

$$\frac{1}{E^*}=\frac{1-v_s^2}{E_s}+\frac{1-v_{tip}^2}{E_{tip}} \tag{13.14}$$

式中　$E_s$ 和 $E_{tip}$——分别是试样和探针的杨氏模量；

$v_s$ 和 $v_{tip}$——响应的泊松率。在各向异性固体情况下，引入压痕模量 $M$，能从给定方向内弹性单晶体常数计算出[25]。如果存在垂直于边界的三折或四折旋转对称轴，接触面积是圆形的。被要求的对称性保持石英传感器—探针，这是在（001）晶体方向上。在此情况下，式（13.14）被替代为

$$\frac{1}{E^*}=\frac{1}{M_s}+\frac{1}{M_{tip}} \tag{13.15}$$

式中　$M_s$ 和 $M_{tip}$——分别是试样和探针的压痕模量[25]。

对于各向同性物体，压痕模量为 $M=E/(1-v^2)$，式（13.15）变成了式（13.14）。最后，试样的弹性属性能通过比较测量提取：

$$E_s^*=E_r^*(k_s^*/k_r^*)^m \tag{13.16}$$

式中　r 和 s——分别代表参考试样和未知试样；

$m$——探针的几何形状，对于扁平冲头，$m=1$；对于球形探针，$m=3/2$。

当作可比较的测量时，例如在纳米晶体材料上，可使用从超声速测量到 $M_s$ 计算平均宏微值的弹性数据[24]。

如上所述解释，为了获得绝对的 AFAM 数据，不得不通过几步对谐振频率数据反转出压痕模量数据，这蒙受所有逆问题的不精确问题。通过 AFAM 试验来检查接触—谐振频率的可复制性[25]。在这些实验中，（111）和（100）的两个不同的晶体表面范围和表面粗糙度 $R_q<2$nm 是可重复的接触。另外，在四步骤中，静态探针力在 420nN ~ 1.68μN 范围内连续变化。最后，测量表面上的不同的点。当返回到相同表面并使用相同静态力时，接触—谐振频率的幅值能力好于 0.5%。这会导致最多 3% 的接触刚度的不精确性。通过另一组 0.1% 的接触—谐振频率不精确度获得 AFAM 数据的较好重复度[53]。另外，可以看出：使用一个标定材料，假设探针弹性已知，确定 $M$ 的绝对精度大约是 20% ~ 30%[24,46]，而利用两种标定材料进行标定[53]，能够得到小于 2% 的不精确度。通过全局超声速度数据的标定产生最大 10% 的绝对误差[42]。使用几种悬臂梁模式的 AFAM 测量增加了测量精度。因为冗余信息，他们让人判断是否悬臂梁振荡行为能被方程（13.8）~（13.12）描述[46]。

空间分辨率是通过接触半径 $a_c$ 给出，这依赖探针的半径 $R_t$、施加探针上的静态力 $F_0$（包括附着力 $F_0$）和探针上削减的弹性模量 $E^*$。对于带有球形探针的赫兹接触的情形，该值由下式给出：

$$a_c=\sqrt[3]{3F_0R_t/4E^*} \tag{13.17}$$

此分辨率已经被测试过，已经用于几个接触谐振应用 AFM 中[24,42,47-50,53-56]。

如果粗糙度是周期性地顺从探针形状，那么表面粗糙度对接触刚度达到最大，也就是当表面起伏是探针半径的两倍，具有较大振幅。注意，甚至至 5nm 直径和 10nm 高度差的探针和粒状金膜多孔径接触显示出小于 1.4% 接触—谐振方差[55]。

在测量周期期间或成像时，控制接触—谐振测量中的参数控制的重要而困难的方面是探针稳定度。当反转接触—谐振数据成压痕模量数据，经常会注意到接触刚度在测量末端与测量开始端不再是相同值，尽管测量发生在相同的材料上。这通常由增加接触面积引起，因为探针和经磨损、标称不同探针半径 $R_t$ 已经发展，或者探针形状变成冲头，那么接触半径等于探针半径。探针磨损也导致接触面积。测量接触刚度与负载 $F_0$，目的是看式（13.17）仍旧被满足[24,36]，此时这样的行为很容易进行判断。通过各种努力来控制该效应，但是从长期来看，仅有利用小探针负载、使用较高弯曲模式避免此线性，或者至少使之可控[57]，因为有大量的近期接触—谐振的应用，它们具有接触刚度低于10N/m[58,59]，说明了其可行性。

AFAM 图像如图 13.9 所示。第一和第二接触谐振谱在被检区域的每个点处获得，使用具有 AFAM 能力的解决者 P47H（俄罗斯之行奥的 NT—MDT）扫描探针显微镜。使用接触—谐振谱和具有适合散射曲线的图 13.6 中的机械模型推导出 $k^*/k_c$ 值的分布。矩阵的 $M_{Iso}$ 平均值被用于确定两种合金中的 $M_{23}C_6$ 沉淀物的 $M$。正如所见，AFAM 技术方法是一个确定亚微观尺寸沉淀物的模量的工具，在多晶体材料中具有小于 10nm 的空间分辨率。

有大量的用于特殊应用的悬臂梁设计，在具有附加集中质量粒度悬臂梁[60]、在悬臂梁位置上面悬臂梁具有简化的散射行为[61]。进而，对于悬浮的悬臂梁，自由和接触谐振频率的匹配能通过考虑修改的边界条件得以改善[37,62]，然而这导致更复杂的建模，它可能涉及 FEM 技术方法[63]。

（2）接触刚度的虚部

不仅要知道局部接触刚度和压痕模量，而且要知道可能引起各种物理机制的局部阻尼，这是非常有趣的。超声衰减研究和内部摩擦研究有较长的传统，被用于获取固体（如声子、电子和它们相互作用的时变应力场）中的基本激励信息，获取错位—声子相互作用信息，获取沉淀物的扩散信息，获取超导体中的沟道函数信息，获取乱序材料中的隧道位置信息，以及其他现象[64-68]。但是直到现在都不可能探测出材料微米结构或纳米结构尺度的局部相互作用。AFAM、UAFM 或通常的 AFM 接触—谐振技术方法让探针—试样相互作用量中的局部阻尼研究成为可能，如果从悬臂梁阻尼值确定局部材料阻尼是可能的。

现在，有些研究将 $Q$ 值或接触—谐振曲线宽度与局部的吸叫或内部摩擦力值相关联，更一般地与局部损失模量 $E''$ 相关联。Yua 等[69,70]获得了接触刚度与所用模式悬臂梁 $Q$ 值之间的详细关系。该关系不是直接的，因为通过代表的材料阻尼减振器传送到悬臂黏性力（见图 13.6）导致硬化随接触阻尼[33]接触。结果是：被测悬臂梁的 $Q$ 值、复式接触刚度 $k^*$ 的实部和局部阻尼 $\gamma^*$ 之间的相互依赖特性，局部阻尼也依赖于所采用的模式[70]。那么，阻尼可能与接触运行中的物理机制相关[71]，进而，使用谐振对局部阻尼分布或表面上损失模量 $E''$ 成像，这成为可能，这已经在聚合混合物中有所体现[72]。

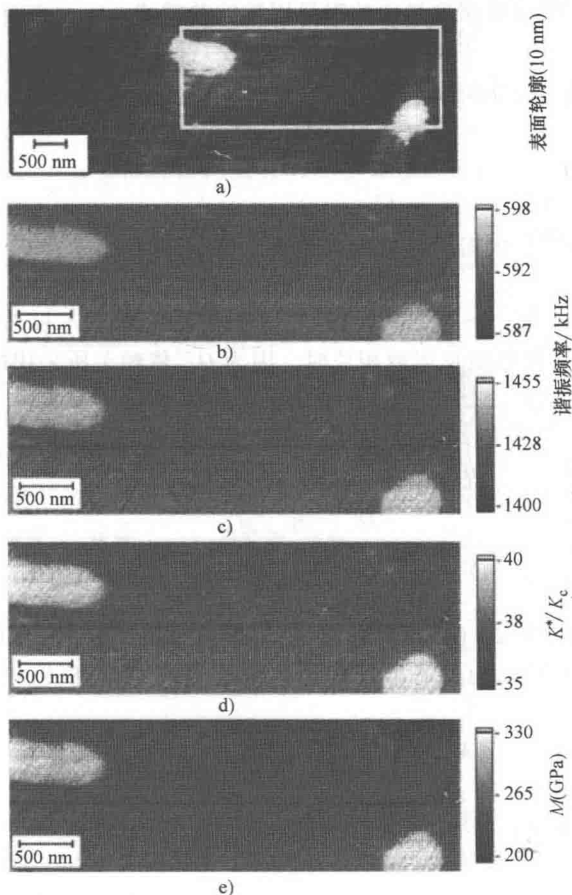



图 13.9　AFAM 或接触谐振测量的次序，在 9Cr-1Mo 铁素体钢试样，其中包含 $M_{23}C_6$ 碳化物
a）外形轮廓图像能帮助判断 AFAM 测量表面面积的适合程度。如果外形轮廓非常崎岖，那么探针一试样的接触面积 $A$ 将会影响结果；b)，c）对于第一接触谐振　b）和第二谐振　c）的悬臂梁接触一谐振频率测量　d）来自于接触谐振，使用悬臂梁的恰当的散射曲线确定 $k^*/k_c$　e）按照式（13.16）确定接触面积 $A$ 或接触半径 $a_c$［见式（13.17）]，通过对参考试样标定来确定压痕模量 $M$（参考试样可能是基材，标定弹性模量的全局值可能由超声渡越时间数据所决定。如从（e）看出，$M_{23}C_6$ 类型碳化沉淀物压痕模量的分布变得如亮岛一样可视，具有 $M=310\pm10\text{GPa}$ 值。式（13.17）给出的接触半径决定空间分辨率。典型值范围为纳米到几十纳米（从参考文献［42］修改的数据及附加数据已经得到美国物理学研究所的许可）

如上所述，局部频率依赖降低复数模量，其定义为[69,70]

$$E^*(\omega)=E'^*+E''^* \tag{13.18}$$

$E'^*$ 和 $E''^*$ 与接触刚度和接触阻尼是相关的，其关系式为

$$k^*=2E'^*/(\sqrt{\pi}/A_c) \tag{13.19}$$

［与式（13.13）等价]，其中 $A_c$ 是接触面积。接触刚度的虚部与损失模量相关，具体表示为

$$\omega\gamma^*=2E''^*/(\sqrt{\pi}/A_c) \tag{13.20}$$

吸引人的是使用内部摩擦测量中的阻尼因数的关系式：

$$Q^{-1} = E''/E' \tag{13.21}$$

具有相同的风格[71]。利用式（13.18）和式（13.19）可以得到

$$Q^{-1} = \omega\gamma^*/k^* \tag{13.22}$$

式中

$$k^*_{\text{complex}} = k^* + \mathrm{i}\omega\gamma^* \tag{13.23}$$

使用悬臂梁运动[69,70]的阻尼 $\beta$ 的给定关系，可以得到

$$Q^{-1} \approx 1.76\omega\gamma^*/k^* \tag{13.24}$$

非常接近式（13.22）。如上所述，式（13.22）和式（13.24）不是必要可用的，当测量悬臂梁阻尼 $\beta$、将它与接触阻尼因数相关时，因为 $Q^{-1}$ 依赖于所采用的模式。

悬臂梁谐振曲线是洛仑兹曲线，对于自由和接触谐振都是如此[69,70]，注意到这一点是重要的。因此，只要质点模型可用，对于 $k^*/k_c \leqslant 5$[35]，单个 $Q^{-1}$ 能通过 $Q^{-1}_{\text{total}} = \sum_i Q^{-1}_i$ 获得，$Q^{-1}_i = \Delta\omega_i/\omega_i$ 应该保持。对于自由悬臂梁：

$$Q^{-1} = \eta'_{\text{air}}/\omega_{\text{res}} \tag{13.25}$$

对于接触悬臂梁：

$$Q^{-1}_{\text{total}} = (\eta'_{\text{air}} + \eta'_{\text{contact}})/\omega_{\text{res}} \tag{13.26}$$

应该也应用。梁模型［见式（13.5）和式（13.20），图 13.6）］的阻尼常数 $\eta_{\text{air}}$ 和 $\gamma^*$ 与式（13.5）和式（13.20）的阻尼常数相关，与质点或 FMA 模型中的阻尼常数相关，具体表达式为

$$\eta_{\text{air}} = \rho A \times \eta'_{\text{air}} \text{和} \ \eta_{\text{contact}} = \gamma^*/m^* \tag{13.27}$$

式中　$m^* \approx m/4$；

$m$——悬臂梁的质量；

$m^*$——等效质量。

谐振频率 $\omega_{\text{res}}$ 通过 $\omega_{\text{res}} = \sqrt{(k + k^*)\ /m^*}$ 给出[35]。与梁模型相似，质点或 FMA 模型的机械框图如图 13.5 所示。

以上关系式被用于测量纳米晶 Ni 中的局部接触阻尼，作为粒度尺寸的函数[71]，目的是监控同质错位对阻尼因数 $Q^{-1}$ 产生的影响。在这些试验中，巨大静态负载 $F_0$ 通过较钝的探针施加在悬臂梁上，目的是产生探针应力场中的错位，这事实上可以被观察到。随着负载增加到某个 $F_0$ 值，会有一个可观察到的 $Q^{-1}$ 突然变化，这是由同质错位产生所引起。为了解释在 5 个试样中的 3 个 nc-Ni 试样上观测的接触阻尼峰值和接触刚度的同时减弱，所推荐的塑性效应在接触区域中起了作用，因为探针施加了高的机械应力[71]。被测 $Q^{-1}$ 值的背景也是令人感兴趣的。典型的数据如表 13.1 所示。

通过 AFAM 获取的接触阻尼值可与通过内部摩擦力获得的数据相比较，超声测量分别在纳米晶 Ni 或其他纳米晶材料上进行。众所周知，nc 材料的 $Q^{-1}$ 几乎独立于频率，对于不同材料是相同的，然而 $Q^{-1}$ 依赖于粒度尺寸[73]。使用这样位于几兆赫兹和 $Q^{-1} = a\lambda/\pi$ 的超声吸收数据，其中 $\alpha$ 是超声吸收系数，$\lambda$ 是超声波长，可以获得对于可比较粒度尺寸的 nc 材料对应的 $Q \approx 100$。与室温条件 nc-Ni 上的其他数据相比较，发现 $Q^{-1} \approx 3.5 \times 10^{-3}$（$Q \approx 300$）[74,75]。这些数据事实上与表 13.1 中的是可比较的，特别是如果有人记得：在接触阻尼中，存在附着探针—试样也有贡献，这在接触刚度测量中是可以忽

略的，但在阻尼评估中是不能忽略的。

利用 AFAM 或相关技术方法的接触—阻尼的由来，几乎没有其他量化测量方法。除了 Yua 等[69,70]和 Killgore 等[72]的工作，建议：AFM 接触谐振的 $Q$ 值被探究以进行本地内部摩擦测量。例如，在聚合物中，将它们与各种松弛机制相关联，本地和全局都如此[76]。同样地，AFM 悬臂梁的接触谐振的 $Q$ 映射被建议对材料中的高吸收系数[77]区域进行成像。如上所述，类似于 AFAM，所谓的谐振超声显微镜（RUM）被 Ogi 等[78]用于在双-相位钢和 CuNbTi 复合材料中映射局部 $Q$ 值。他们建议：错位是在局部内部摩擦的起因，在微米结构的 $\alpha$ 和 $\gamma$ 相位中 Peierls 应力的方差引起阻尼扫描中的对比度方差。

**表 13.1　对于尺寸 $232\times38\times6.8\mu m^3$ $[(L_1+L_2)\times b\times a]$ 和质量 $m=1.4\times10^{-10}$kg 的悬臂梁，频率约为 0.85 MHz 处的接触谐振的 $Q$ 值和的阻尼值；静态力是 $F_0=4510$nN。为了从材料开始 14nm 粒度尺寸获得一定粒度尺寸，与 nc-Ni 相关的数字是至少 200℃的时间。对于自由悬臂梁的 $Q$ 值被分离地测量。对于自由悬臂梁，有 $Q\approx600$（经过 Elsevier 的许可，该表是对参考文献［71］中的表格进行的修改）**

| | 悬臂梁 1 接触石英玻璃 | 悬臂梁 2 接触 Ni(111)晶体 | 悬臂梁 3 接触 nc-Ni90,67nm 粒度 | 悬臂梁接触 nc-Ni15，35nm 粒度 |
|---|---|---|---|---|
| 角度接触角频率 $\omega_{res}$ $/s^{-1}$ | 5.26 | 5.5 | 5.22 | 5.26 |
| 来自于接触谐振曲线 $Q_{total}$：$Q_{total}=\omega_{res}/\Delta\omega_{res}$ | 50 | 165 | 102 | 104 |
| $Q'_{contact}$ | 54 | 225 | 120 | 128 |
| 阻尼常数$[s^{-1}]$ $\eta'_{acr}+\eta'_{contact}$ | $1.05\times10^5$ | $3.3\times10^4$ | $5.1\times10^4$ | $5.05\times10^4$ |
| and $\eta'_{contact}$ 按照式(13.26)和式(13.25) | $9.7\times10^4$ | $2.4\times10^4$ | $4.4\times10^4$ | $4.1\times10^4$ |
| 阻尼常数 $\gamma^*$[Ns/m] | $3.6\times10^{-6}$ | $1.4\times10^{-6}$ | $2.5\times10^{-6}$ | $5.65\times10^{-6}$ |
| 和 $\eta_{contact}[s^{-1}]$使用式(13.24) | $5.2\times10^5$ | $1.7\times10^5$ | $3.7\times10^5$ | $1.7\times10^6$ |
| 和被测 $k^*$[N/m]从 $Q^{-1}_{contact}$ 获得阻尼常数 | 1795 | 3108 | 2835 | 6697 |

当在特殊负载下石墨的边发生错位时，接触刚度降低和接触阻尼的增加已经被观测到[54]。最后，接触区域中的悬臂梁振动的辐射损失被计算。它是最小的，对应于 $Q^{-1}=10^{-6}$的阻尼[79]。

**4. 扭转谐振**

利用旋转悬臂梁接触谐振，可以获得剪切弹力[80]和摩擦特性数据，特别是当润滑

层出现在接触中[81-83]。对于旋转振动，悬臂梁的运动方程是二阶微分方程，没有像弯曲悬臂梁运动一样给出最大散射效应。被用于从扭转—接触谐振中获得平面内或减弱的剪切模量的流程与弯曲模式的非常类似；然而，存在附加因数，该因数是不容易获取的。探针是相对适应于剪切运动，这是难于考虑的，见 Scherer 等的文献[80]。扭转谐振和弯曲谐振的联合使用可以测量局部泊松比率[84]。

探针在裸露和润滑 Si 表面上的接触区域中，通过测量扭转谐振的接触阻尼 $Q^{-1}$ 的增加，接触区域中观测到微—滑动摩擦的开始[85]。原子带光滑的现象也被观测到[59]。

**5. 压电模式成像**

使用所谓压电模式 AFM 技术方法，纳米尺度的压电材料的成像首先由 Güthner 和 Dransfeld[86]提出。在高于 AFM 反馈回落的截止频率但低于悬臂梁第一谐振频率的频率，AC 电压被施加在试样下面的探针和电极之间。此电压激励局部试样振动，试样表面接触的 AFM 传感器探针检测该振动（见图 13.10）。能同时使用基于该技术方法地形学对局部压电聚合物膜[86]和 PZT 膜[87]的压电活动进行成像。被施加电压产生激励频率的二次谐波的附加信号，这与压电材料的电致伸缩和介电常数是相关的[87]。与一次谐波相关联的二次谐波信号能被用于从测量信号中提取自发的计划现象[88]。在 $BaTiO_3$ 陶瓷上，通过相对表面的不同方向内表面振动的组件幅值的比较，能够重构范围方向或粒度方向[89,90]。

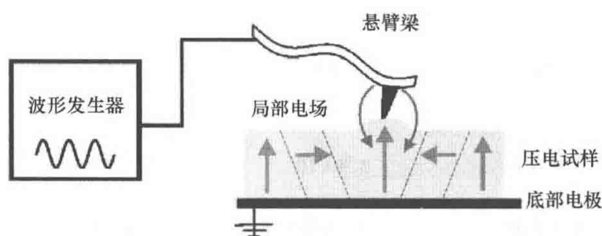



图 13.10　压电模式技术原理。一个交流电压被施加一个裹有导体的悬臂梁上（这在探针周围产生电场，通过逆压电效应与压电试样表面相互作用。表面的运动被转换成悬臂梁的振动。悬臂梁振动的幅值被锁相方法检测。当一个悬臂梁—接触谐振被使用时，获得了谐振振幅。摘自 2005 年未发表的德国萨尔州大学 8 院 M. Kopycinska-Müller 的博士论文，已经得到许可）

Labardi 等[91]发现在开始自由谐振之上频率的三甘氨酸硫酸盐各种谐振，标识它们为悬臂梁接触谐振，并用它们进行成像。在此情况下，压电模式信号通过谐振放大而增强。通过 AFAM 模式中的接触谐振谱的量化评估、弯曲和扭转悬臂梁模式和超声压电模式、材料属性（如弹性、域方向）和作为幅值或压力函数的非线性行为能同时被研究（见图 13.11）[47,92]。在几个关于压电模式成像最近出版物中，讨论了关于成像对比度确定的局部弹性的效应和压电属性[93-97]。

**6. 非线性接触谐振及相关现象**

当 AFAM 装置中的表面振动的幅值增加时，悬臂梁的 DC 偏差增加，那也就是，传

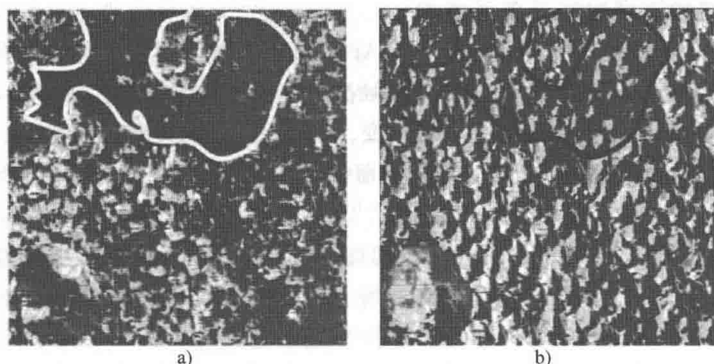


图13.11 从650℃退火的完全晶体化PTC试样上获取到的超声压电模式图像（被暗区域分割的亮岛在图像中是非常明显的，该图像是从第一弯曲接触模式下获得的a）当相同区域使用扭力模式成像 b）时，附加结构出现而弯曲模式没显示出对比度。这证明650℃退火的PTC薄膜平面域的出现。用于此实验的悬臂梁是PT-Ir，具有 $k_c=1.8\mathrm{N/m}$。图像的尺寸是 $2.5\times2.5\mu\mathrm{m}^2$。摘自2005年未发表的德国萨尔州大学8院M. Kopycinska-Müller的博士论文，已经得到许可）

感器探针离开试样表面。既然早期试验联合了AFM超声技术方法，该矫正效应已经众所周知，被尝试用于超声力显微镜（UFM）[98]中。当在两个静态悬臂梁负载下的DC脱离的门限幅值被比较时，弹性试样属性的量化声学图像能够被获得[99]。与AFAM或UAFM相比较，该方法的优势是：不仅一个AFM的悬臂梁光纤检测系统的低电子学带宽被要求。然而，由于弹性和附着都以非线性风格对成像对比度有贡献，它们以量化形式的分离仍旧是困难的。另外，UFM技术方法能被用于研究摩擦属性[100]。该技术方法的进一步细节在第11章和第12章中。

存在几种导致接触—谐振Lorentzian直线形状偏差的非线性效应。例如，附着效应面临着弹性恢复力，以及因此导致的接触谐振的变形和滞回特性[62,101,102]。压电力可能导致接触谐振的相反行为[103]。在几种出版社中，悬臂梁接触谐振中的非线性效应被讨论，如混合[104,105]、次谐波生成[106]、模态相互作用[107]和探针力—距离曲线的重构[108,109]。所有这些效应给作用在接触上的力一个较深的说明。然而，开发控制机械非线性振荡的方法是不容易的，使试验设备变得相当复杂。探针—试样接触内在是非线性的，因为弹性赫兹接触力在它们距离阻抗方面已经是非线性的，这导致非线性的接触谐振[102]。长期以来在机械工程中，这已经是众所周知的[110-112]。

相关的某些线性是模式耦合。假设探针位置不是在悬臂梁的中心线上。当探针接触到该表面，扭转力和弯曲力作用在悬臂梁上，激励了弯曲和扭转模式。这些效应确实通过试验观察到，Turner、Hurley[38]和Arafat等[114]讨论了形式相互作用的潜在理论。当一个轻敲周期运行在其最低周期时，弯曲频率模式覆盖了完整的力—距离曲线。此模式耦合能被故意地用于转换产生的谐波频率到低于它最低谐振频率之下的扭转模式，因此，现象化用于成像的试验装置[115]，并获得力—距离曲线。

**7. 使用接触谐振进行近表面成像**

付出大量的努力使用各种 AFAM 或 UAFM 的策略以获得表面轮廓成像。如果被测的物理量显示了应力一场从探针一试样接触扩散进入材料的梯度，纳米近表面成像是可能的。例如，材料的刚度在表面上有所改变，当在某一深度上存在缺陷时。这已经被用于探测发生在表面下面的错位[54]、以探测薄固体膜的厚度[116]、为了在掩埋接口的监测近表面附着力[117]、为了检测近表面缺陷[36,118,119]或检测裂缝产生和传播的效应[120]。可以看到深度大约为 200~500nm 的空穴，其直径约为 300 nm。深度范围近似地由应力场的深入范围给出，探针在表面上产生应力场、缺陷的应力场或它们的联合作用。因此，深入范围依赖于静态负载、探针半径和探针形状，以及所采用的悬臂梁模式[121,122]。椭圆形状应该有一个较大的深度范围[51]，但是没人似乎对应用该事实已深入感知。至今，用于缺陷探测的 AFAM 深入范围的最细节的研究已经被 Striegel 等报道[123]。该研究组研究了各种缺陷的形状，如下面的硅膜的空隙，不同深度加工成氮化硅的矩形平底的空隙，以及随厚度增加的楔。他们可以检测出缺陷的深度为 900nm，这取决于它们的大小，这当然改变局部的接触刚度 $k^*$。对于所有内部声学成像技术方法都是如此，对比度决定缺陷图像是否可以在可接受的信噪比（SNR）情况下获得。这里，缺陷区域相对于主体材料的刚度变化比率 $\Delta k^* = (k_{def} - k^*)/k^*$ 决定了对比度。作为一个经验法则，可以假设深度范围 $z$ 至少是接触半径的 3 倍，如果探针和表面之间的赫兹接触力学盛行，这依赖于以上讨论的探针一试样接触参数。该法则是由 Strieger 等证实[123]（见图 13.12）。

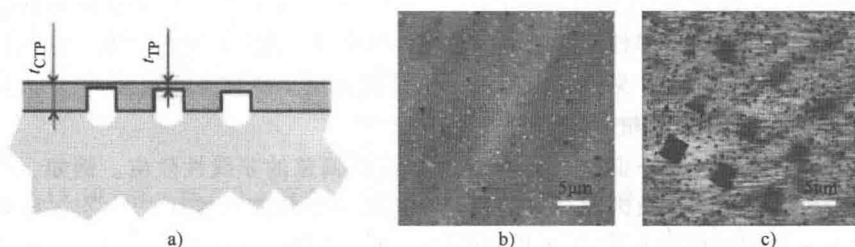



图 13.12 a）在厚度 $t_{CTP}$ $SiN_3$ 上机械加工出来的方孔的原理图，深度 $t_{TP}$ 的变化范围为 30~270nm。它们的尺寸为 $3.7 \times 3.7 \mu m^2$ b）外形轮廓图像 c）AFAM 幅值图像，在接近 760kHz 谐振频率、静态负载 $F_0 = 0.7 \mu N$ 和 $a_c \approx 10nm$ 接触半径条件下获得的。最薄 30nm 的覆盖层可以在左下角图片中显示。最厚 270nm 的覆盖层可以在左上角图片中显示。在 $Z$ 轴轮廓图像是 100nm c）检测深度大约是接触半径的 30 倍。经过 Elsevier 许可

近年来已经报道了联合超声和 AFM 的所谓扫描近场超声全息摄像技术（SNFUH）的近表面成像方法[124]。在 SNFUH 中，待测设备从低于 $\omega_1$ 频率被声穿透，同时，悬臂梁通过其夹持器被激励，由压电换能器触发的略微不同的频率 $\omega_2$。$\omega_1$ 波的相位被缺陷相对于周边状况刚度差别以及其几何形状所影响。差别被转换成表面位移的相位，进而转换成悬臂梁振动，被 AFM 光检测器检测到、被锁相环放大器监控用于成像。采用外差法，相位对比度被增强，由于相位差因因数 $\omega_1/(\omega_2 - \omega_1)$ 扩大而增强，它起源于探

针运行的非线性力—距离曲线[125-128]。外差法的相位变化的增强是一项著名的方法，其始于人们能够在吉赫兹范围内监控模拟信号、非直接地处理该类信号[129,130]。

进而，一种方法已经被报道：在 AFAM 中检测吉赫兹超声波，目的是使远低于赫兹应力场的检测材料中的微小缺陷成为可能。当该悬臂梁的探针接触试样时，RF 信号被施加附加试样的换能器上，其频率为 $\omega_c/2\pi = 1.04\text{GHz}$。该信号是在 $\omega_m/2\pi$ 幅值调制，例如，在悬臂梁的期望接触一谐振频率 $\omega_{cr}/2\pi$。随着 1GHz 穿过试样，当掩埋了缺陷时，波被散射和/或天线发射，在被测设备表面上产生散射或阴影图像（见图 13.13）。或者悬臂梁振荡信号的幅值，或者是其相位被 AFM 的光电检测器检测到。在 1GHz 的载频上传输的信号被 $\omega_m/2\pi$ 解调信号间接地检测，如果探针和试样表面间的作用是非线性的，那么这是唯一可能的方法。这被提供，当 AFM 的力—距离曲线上的设置点被恰当地选择时[131]。开发同样的方法去成像 1.6GHz 群共振器的幅值分布，通过在第二接触弯曲悬臂梁模式激励吉赫兹信号进行幅值调制[132]。

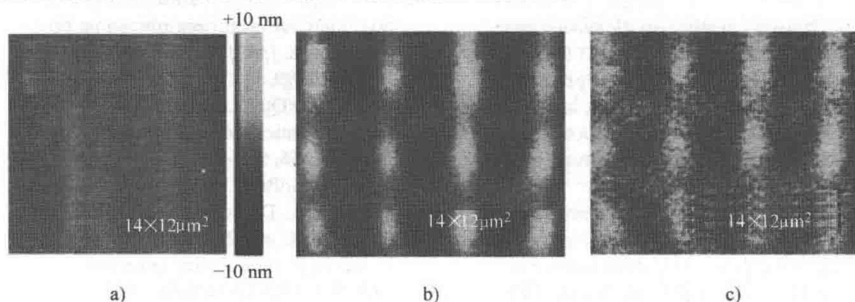



图 13.13 a）黄金线结构的覆盖 7μm PMMA 的光致抗蚀剂层的外形轮廓图像。如果存在任何外形轮廓，那么它小于 1nm 的峰—峰值 b）幅值图像 c）金线的相位图像，掩埋在光致抗蚀剂层之下，由于接触刚度变化导致实际深度范围较大。在幅值图像中的信噪比是 6～8dB，相位对比度为 3°±0.5°。经过美国物理学研究所的许可，摘自文献［131］

在本章中，各种技术方法被讨论，让弹性、滞弹性和塑性变形测量，或者在更一般的情况的力测量，为了对传感器近场中的数量进行成像。已经付出大量的努力，以把声学成像与原子力显微镜联合使用。这些近场成像系统是使用来自于待测组件的探针和表面之间的力调制的对比度。当工作在天线的近场中时，多种因素决定了可获得的空间分辨率和对比度。

## 致谢

感谢 S. Amelio、H. Bentaher、A. Boub. A. Caron、A. Ganea、R. Ghokale、K. Janser、M. KopycinskaMüller、E. Kullenberg、A. Kumar、K. Schwarz、M. Reinstädtler、D. Rupp 和 V. Scherer 在原子力声学显微镜方面的贡献，感谢 S. Hirsekorn 和 U. Rabe 从 1980 年工作到 2007 年退休期间在 Fraunhofer IZFP 的长期合作。另外，荣幸地感谢 Chanmin Su 和 Shuiqing Hu、Bruker-Nano、S. Barbara 和 D. Bedorf、M. Büchsenschütz-Göbeler、S. küchemann、H. wagner 和 B. Zhang。最后，也同样感谢来自于 Göttingen 大学的 K. Samwer 的富有成果的合作。

本工作由德国科学基金会、联邦研究和技术部、萨尔州、大众基金、亚历山大冯洪堡基金、夫琅和费 IZFP 执行各种项目的工业合作伙伴的财政支持，在这里一并致谢。

# 参考文献


1 Ash, E.A. and Nichols, G. (1972) Super-resolution aperture scanning microscope. *Nature*, **237**, 510–512.

2 Smith, D.F. and Cagle, C.V. (1966) Ultrasonic testing of adhesive bonds using Fokker bond tester. *Mater. Eval.*, **24**, 362–370.

3 Lange, V.V. (1994) The mechanical impedance analysis method of non-destructive testing: a review. *Non-Destructive Testing Eval.*, **11**, 177–193.

4 Ermolov, I.N. and Lange, V.V. (2009) Ultrasonic testing, in *Handbook on Nondestructive Testing*, vol. 3 (ed. V.V. Kluev), SPEKTR, Moscow, pp. 282–302.

5 Guyott, C.C.H., Cawley, P., and Adams, R.D. (1986) The non-destructive testing of adhesively bonded structure: a review. *J. Adhesion*, **20**, 129–159.

6 Dürr, W., Sinclair, D.A., and Ash, E.A. (1980) A high resolution acoustic probe, in *Proceedings IEEE 1980 Ultrasonic Symposium* (ed. B.R. McAvoy), IEEE, New York, pp. 594–597.

7 Khuri-Yakub, B.T., Cinbis, C., Chou, C.H., and Reinholdtsen, P.A. (1989) Near-field scanning acoustic microscope, in *Proceedings 1989 Ultrasonics Symposium* (ed. B.R. McAvoy), IEEE, New York, pp. 805–807.

8 Zienuk, J.K. and Latuszek, A. (1989) Non-conventional pin scanning ultrasonic microscopy, in *Proceedings 17th International Symposium Acoustical Imaging* (eds H. Shimizu, N. Chubachi, and J. Kushibiki), Plenum Press, New York, pp. 219–224.

9 Kulik, A., Attal, J., and Gremaud, G. (1993) Near-field scanning acoustic microscopy, in *Proceedings 20th International Symposium on Acoustical Imaging* (eds Y. Wei and B. Gu), Plenum Press, New York, pp. 241–244.

10 Mason, W.P. (1958) *Physical Acoustics and the Properties of Solids*, Academic Press, New York.

11 Güthner, P., Fischer, U.C., and Dransfeld, K. (1989) Scanning near-field acoustic microscopy. *Appl. Phys. B*, **48**, 89–92.

12 Arnold, W., Hoffmann, B., and Willems, H. (1986) Crack-depth estimation by photoacoustic microscopy. *Z. Phys B.*, **64**, 31–34.

13 Khuri-Yakub, B.T., Akamine, S., Hadimioglu, B., Yamada, Y., and Quate, C.F. (1991) Near-field acoustic microscopy, in *Scanning Microscopy Instrumentation* (ed. G.S. Kino), SPIE, vol. 1556, pp. 30–38.

14 Takata, K. (1992) Tunneling acoustic microscopy. *Jpn. J. Appl. Phys. Suppl.*, **31-1**, 3–8.

15 Uozumi, K. and Yamamuro, K. (1989) A possible novel scanning ultrasonic tip microscope. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28**, L1297–L1299.

16 Binnig, G., Quate, C.F., and Gerber, C. (1986) Atomic force microscope. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 930–933.

17 Maivald, P., Butt, H.-J., Gould, S.A.C., Prater, C.B., Drake, B., Gurley, J.A., Elings, V.B., and Hansma, P.K. (1991) Using force modulation to image surface elasticities with the atomic force microscope. *Nanotechnology*, **2**, 103–106.

18 Burnham, N.A., Kulik, A., Gremaud, G., Gallo, P.J., and Oulevey, P.J.F. (1996) Scanning local acceleration microscopy. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14**, 794–799.

19 Radmacher, M., Tilmann, R.W., and Gaub, H.E. (1993) Imaging viscoelasticity by force modulation with the atomic force microscope. *Biophys. J.*, **64**, 735–742.

20 Kessler, L.W. and Yuhas, D.E. (1979) Acoustic microscopy–1979. *Proc. IEEE*, **67**, 526–536.

21 Syed Asif, S.A., Wahl, K.J., Colton, R.J., and Warren, O.L. (2001) Quantitative imaging of nanoscale mechanical properties using hybrid nanoindentation and force modulation. *J. Appl. Phys.*, **90**, 1192–1200, and references contained therein.

22 Krotil, H.-U., Stifter, T., and Marti, O. (2000) Concurrent measurement of adhesive and elastic surface properties with a new modulation technique for scanning force microscopy. *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 2765–2771.

23 Su, C., Hu, S., Hu, Y., Erina, N., and Slade, A. (2010) Quantitative mechanical mapping of biomolecules and cells in fluid. *Mater. Res. Soc. Symp. Proceedings*, **1261**, 1261-U01-05.

24 Kopycinska-Müller, M., Caron, A., Hirsekorn, S., Rabe, U., Natter, H., Hempelmann, R., Birringer, R., and Arnold, W. (2008) Quantitative evaluation of elastic properties of nano-crystalline nickel using atomic force acoustic microscopy. *Z. Phys. Chem.*, **222**, 471–498.

25 Rabe, U., Amelio, S., Kopycinska, M., Hirsekorn, S., Kempf, M., Göken, M., and Arnold, W. (2002) Imaging and measurement of local mechanical material properties by atomic force acoustic microscopy. *Surf. Interface Anal.*, **33**, 65–70.

26 Yamanaka, K., Tsuji, T., Noguchi, A., Koike, T., and Mihara, T. (2000) Nanoscale elasticity measurement with in situ tip shape estimation in atomic force microscopy. *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 2403–2408.

27 Vlassak, J.J. and Nix, W.D. (1993) Indentation modulus of elastically anisotropic half-spaces. *Philos. Mag. A*, **67**, 1045–1056.

28 Robert, L. and Cretin, B. (1999) Determination of the observation depth in scanning microdeformation microscopy. *Surf. Interf. Analys.*, **27**, 568–571.

29 Ogi, H., Niho, H., and Hirao, M. (2006) Elastic-stiffness distribution on dual-phase stainless steel studied by resonance ultrasound microscopy. *Acta Mater.*, **54**, 4143–4148.

30 Rabe, U. and Arnold, W. (1994) Acoustic microscopy by atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 1493–1495.

31 Yamanaka, K. and Nakano, S. (1996) Ultrasonic atomic force microscope with overtone excitation of cantilever. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**, 3787–3792. doi: 10.1143/JJAP.35.3787.

32 Schwarz, K., Rabe, U., Hirsekorn, S., and Arnold, W. (2008) Excitation of atomic force microscope cantilever vibrations by Schottky barriers. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 183105.

33 Turner, J.A., Hirsekorn, S., Rabe, U., and Arnold, W. (1997) High-frequency response of atomic-force microscope cantilevers. *J. Appl. Phys.*, **82**, 966–979.

34 Tyndall, J. (1869) *Der Schall* (eds. H. Helmholtz and G. Wiedeman), Vieweg and Son, Braunschweig, Germany.

35 Rabe, U., Janser, K., and Arnold, W. (1996) Vibrations of free and surface-coupled atomic-force microscope cantilevers: theory and experiment. *Rev. Sci. Instrum.*, **67**, 3281–3293.

36 Yamanaka, K., Noguchi, A., Tsuji, T., Koike, T., and Goto, T. (1999) Quantitative material characterization by ultrasonic AFM. *Surf. Interface Anal.*, **27**, 600–606.

37 Dupas, E., Gremaud, G., Kulik, A., and Loubet, J.L. (2001) High-frequency mechanical spectroscopy with an atomic force microscope. *Rev. Sci. Instrum.*, **72**, 3891–3897.

38 Turner, J.A. and Hurley, D.C. (2003) Ultrasonic methods in contact atomic force microscopy, in *Ultrasonic Methods for Material Characterization (Instrumentation, Mesure, Métrologie III)* (eds D. Placko and T. Kundu), Lavoisier, Cachan, France, pp. 117–148.

39 Rabe, U. (2006) Atomic force acoustic microscopy, in *Applied Scanning Probe Methods*, vol. II (eds B. Bushan and H. Fuchs), Springer, Berlin, pp. 37–90.

40 Huey, B.D. (2007) AFM and acoustics: fast, quantitative nanomechanical mapping. *Annual Rev. Mat. Research*, **37**, 351–385. doi: 10.1146/annurev.matsci.37.052506.084331.

41 Song, Y. and Bhushan, B. (2008) Atomic force microscopy dynamic modes: modeling and applications. *J. Phys. Condens. Matter*, **20**, 225012.

42 Kumar, A., Rabe, U., Hirsekorn, S., and Arnold, W. (2008) Elasticity mapping of precipitates in polycrystalline materials using atomic force acoustic microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 183106.

43 Wagner, H., Bedorf, D., Küchemann, S., Schwabe, M., Zhang, B., Arnold, W., and Samwer, K. (2011) Local elastic properties of a metallic glass. *Nat. Mater.*, **10**, 1–4. doi: 10.1038

44 Mazeran, P.E. and Loubet, J.L. (1999) Normal and lateral modulation with a scanning force microscope, an analysis: implication in quantitative elastic and

friction imaging. *Tribol. Lett.*, **7**, 199–212.

45 Liu, Y.H., Wang, D., Nakajima, K., Zhang, W., Hirata, A., Nishi, T., Inoue, A., and Chen, M.W. (2011) Characterization of Nanoscale Mechanical Heterogeneity in a Metallic Glass by Dynamic Force Microscopy. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 125504.

46 Kester, E., Rabe, U., Presmanes, L., Tailhades, P., and Arnold, W. (2000) Measurement of Young's modulus of nanocrystalline ferrites with spinel structures by atomic force acoustic microscopy. *J. Phys. Chem. Solids*, **61**, 1275–1284.

47 Rabe, U., Kopycinska, M., Hirsekorn, S., Munoz-Saldana, J., Schneider, G.A., and Arnold, W. (2002) High-resolution characterisation of piezoelectric ceramics by ultrasonic scanning force microscopy techniques. *J. Phys. D*, **35**, 2621–2635.

48 Prasad, M., Kopycinska, M., Rabe, U., and Arnold, W. (2002) Measurement of Young's modulus of clay minerals using atomic force acoustic microscopy. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 13–16.

49 Passeri, D., Rossi, M., Alippi, A., Bettucci, A., Terranova, M.L., Tamburri, E., and Toschi, T. (2008) Characterization of epoxy/single-walled carbon nanotubes composite samples via atomic force acoustic microscopy. *Phys. E-Low-Dim. Syst. Nanostruct.*, **40**, 2419–2424.

50 Stan, G., Krylyuk, S., Davydov, A.V., Vaudin, M.D., Bendersky, L.A., and Cook, R.F. (2009) Contact-resonance microscopy for nanoscale elastic property measurements: spectroscopy and imaging. *Ultramicroscopy*, **109**, 929–936.

51 Johnson, K.L. (1985) *Contact Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, pp. 420–421.

52 Oliver, W.C., Pharr, G.M., and Brotzen, F.R. (1992) On the generality of the relationship among contact stiffness, contact area, and elastic modulus during indentation. *J. Mater. Res.*, **7**, 613–617.

53 Stan, G. and Price, W. (2006) Quantitative measurements of indentation moduli by atomic force acoustic microscopy using a dual reference method. *Rev. Sci. Instrum.*, **77**, 103707.

54 Yamanaka, K., Kobari, K., and Tsuji, T. (2008) Evaluation of functional materials and devices using atomic force microscopy with ultrasonic measurements. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **47**, 6070–6076.

55 Stan, G. and Cook, R.F. (2008) Mapping of elastic properties of granular Au films by contact resonance atomic force microscopy. *Nanotechnology*, **19**, 2235701. doi: 10.1088/0957-4484/19/23/235701.

56 Stan, G., Ciobanu, C.V., Thayer, T.P., Wang, G.T., Creighton, J.R., Purushotham, K.P., Bendersky, L.A., and Cook, R.F. (2009) Elastic moduli of faceted aluminum nitride nanotube measured by contact resonance atomic force microscopy. *Nanotechnology*, **20**, 035706. doi: 10.1088./0957-4484/20/3/035706

57 Killgore, J.P., Geiss, R.H., and Hurley, D.C. (2011) Continuous measurement of atomic force microscope tip wear by contact resonance force microscopy. *Small*, **7**, 1018–1022.

58 Killgore, J.P. and Hurley, D.C. (2012) Low-force AFM nanomechanics with higher-eigenmode contact resonance spectroscopy. *Nanotechnology*, **23**, 055702. doi: 10.1088/0957-4484/23/5/055702.

59 Steiner, P., Roth, R., Gnecco, E., Glatzel, T., Baratoff, A., and Meyer, E. (2009) Modulation of contact-resonance frequency accompanying atomic-scale stick-slip in friction force microscopy. *Nanotechnology*, **20**, 495701. doi: 1088/0957-4484/20/49/495701.

60 Muraoka, M. (2007) Vibrational dynamics of concentrated-mass cantilevers in atomic force acoustic microscopy: presence of modes with selective enhancement of vertical or lateral tip motion. *J. Phys. Conf. Series*, **61**, 836–840. doi: 10.1888/1742-6596/6171/167.

61 Le Rouzic, J., Cretin, B., Vairac, P., and Cavalier, B. (2009) Specific geometries of resonant cantilevers for scanning force microscopy, in *Proceedings IEEE*

*Frequency Control Symposium 2009 and 22nd European Frequency and Time Forum*, IEEE Archives, NY, pp. 822–825. doi: "http://dx.doi.org/10.1109/FREQ.2009.5168301" \t "blank" 10.1109/FREQ.2009.5168301.

62 Vairac, P., Boucenna, R., Le Rouzic, J., and Cretin, B. (2008) Scanning microdeformation microscopy: experimental investigations on non-linear contact spectroscopy. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41**, 155503.

63 Rabe, U., Hirsekorn, S., Reinstädtler, M., Sulzbach, T., Lehrer, Ch., and Arnold, W. (2007) Influence of the cantilever holder on the vibrations of AFM cantilevers. *Nanotechnology*, **18**, 044008. doi: 10.1088/0957-4484/18/4/044008.

64 Truell, R., Elbaum, C., and Chick, B.B. (1969) *Ultrasonic Methods in Solid State Physics*, Academic Press, New York and London.

65 Nowick, A.S. and Berry, B.S. (1972) *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids*, Academic Press, New York and London.

66 Tucker, J.W. and Rampton, V.W. (1972) *Microwave Ultrasonics in Solid State Physics*, North-Holland Publishing Company.

67 Hunklinger, S. and Arnold, W. (1976) Ultrasonic properties of glasses at low temperatures, in *Physical Acoustics*, vol. 12 (eds W.P. Mason and R.N. Thurston), Academic Press, pp. 155–121.

68 Schaller, R., Fantozzi, G., and Gremaud, G. (eds) (2001) *Mechanical Spectroscopy Q–1 2001*, Trans Tech Publications Ltd, Uetikon, Switzerland.

69 Yua, P.A., Hurley, D.C., and Turner, J.A. (2008) Contact-resonance atomic force microscopy for viscoelasticity. *J. Appl. Phys.*, **104**, 0474916.

70 Yua, P.A., Hurley, D.C., and Turner, J.A. (2011) Relationship between Q-factor and sample damping for contact resonance atomic force microscopy measurement of viscoelastic properties. *J. Appl. Phys.*, **109**, 113528.

71 Caron, A. and Arnold, W. (2009) Observation of local internal friction and plasticity onset in nanocrystalline nickel by atomic force acoustic microscopy. *Acta Mater.*, **57**, 4353–4363.

72 Killgore, J.P., Yablon, D.G., Tsou, A.H., Gannepalli, A., Yua, P.A., Turner, J.A., Proksch, R., and Hurley, D.C. (2011) Viscoelastic property mapping with contact resonance force microscopy. *Langmuir*, **27**, 13983–13987.

73 Lang, M.J., Duarte-Dominguez, M., Birringer, R., Hempelmann, R., Natter, H., and Arnold, W. (1999) Measurement of elastic and anelastic properties of nanocrystalline metals. *NanoStructured Mater.*, **12**, 811–816.

74 Lohmiller, J., Eberl, C., Schwaiger, R., Kraft, O., and Balk, T.J. (2008) Mechanical spectroscopy of nanocrystalline nickel near room temperature. *Scr. Mater.*, **59**, 467–470.

75 Li, P.-Y., Zhang, X.-Y., Wu, X.-L., Huang, Y.-N., and Meng, X.-K. (2008) Internal friction of bend-deformed nanocrystalline nickel by mechanical spectroscopy. *Chin. Phys Lett*, **25**, 4339–4341.

76 Oulevey, F., Gremaud, G., Sémoroz, A., Kulik, A.J., Burnham, N.A., Dupas, E., and Gourdon, D. (2001) Local mechanical spectroscopy with nanometer-scale lateral resolution. *Rev. Sci. Instrum.*, **72**, 2085–2094.

77 Yamanaka, K., Maruyama, Y., Tsuji, T., and Nakomoto, K. (2001) Resonance frequency and Q factor mapping by ultrasonic atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 1939–1941.

78 Ogi, H., Niho, H., and Hirao, M. (2006) Internal-friction mapping on solids by resonance ultrasound microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 141110.

79 Hirsekorn, S., Rabe, U., and Arnold, W. (2001) Ultrasonic radiation in dynamic force microscopy. *Appl. Phys. A*, **72**, S87–S92.

80 Scherer, V., Reinstädtler, M., and Arnold, W. (2003) Atomic force microscopy with lateral modulation, in *Applied Scanning Probe Methods* (eds H. Fuchs, B. Bhushan, and S. Hosaka), Springer, Berlin, pp. 75–116, ISBN 3-540-00527-7, and references contained therein.

81 Scherer, V., Bhushan, B., Rabe, U., and Arnold, W. (1997) Local elasticity and lubrication measurements using atomic force and friction force microscopy at

ultrasonic frequencies. *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 4077–4079.

82 Scherer, V., Arnold, W., and Bhushan, B. (1998) Active friction control using ultrasonic vibration, in *NSF/ASME Workshop on Tribology Issues and Opportunities in MEMS* (ed. B. Bhushan), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, pp. 463–469.

83 Reinstädtler, M., Kasai, T., Rabe, U., Bhushan, B., and Arnold, W. (2005) Imaging and measurement of elasticity and friction using the TRmode. *J. Phys. D Appl. Phys.*, **38**, R269–R282.

84 Hurley, D.C. and Turner, J.A. (2007) Measurement of Poisson's ratio with contact-resonance atomic force microscopy. *J. Appl. Phys.*, **102**, 033509.

85 Reinstädtler, M., Rabe, U., Scherer, V., Hartmann, U., Goldade, A., Bhushan, B., and Arnold, W. (2003) On the nanoscale measurement of friction using atomic-force microscope cantilever torsional resonances. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2604–2606.

86 Güthner, P. and Dransfeld, K. (1992) Local poling of ferroelectric polymers by scanning force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 1137–1139.

87 Franke, K., Besold, J., Haessler, W., and Seegebarth, C. (1994) Modification and detection of domains on ferroelectric PZT films by scanning force microscopy. *Surf. Sci.*, **302**, L283–L288.

88 Franke, K., Huelz, H., and Weihnacht, M. (1998) How to extract spontaneous polarization information from experimental data in electric force microscopy. *Surf. Sci.*, **41**, 178–182.

89 Eng, L.M., Güntherodt, H.J., Schneider, G.A., Köpke, U., and Munoz-Saldana, J. (1999) Nanoscale reconstruction of surface crystallography from three-dimensional polarization distribution in ferroelectric barium-titanate ceramics. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 233–235.

90 Muñoz-Saldaña, J., Schneider, G.A., and Eng, L.M. (2001) Stress induced movement of ferroelastic domain walls in $BaTiO_3$ single crystals evaluated by scanning force microscopy. *Surf. Sci. Lett.*, **480**, L402–L410.

91 Labardi, M., Likodimos, V., and Allegrini, M. (2000) Force microscopy contrast mechanisms in ferroelectric domain imaging. *Phys. Rev. B*, **61**, 14390–14398.

92 Kopycinska-Müller, M., Reinstädtler, M., Rabe, U., Caron, A., Hirsekorn, S., and Arnold, W. (2004) Ultrasonic modes in atomic force microscopy, in *Proceedings 27th International Symposium Acoustical Imaging* (eds W. Arnold and S. Hirsekorn), Kluwer Plenum Press, pp. 699–704.

93 Harnaega, C., Pignolet, A., Alexe, M., and Hesse, D. (2002) Piezoresponse scanning force microscopy: what quantitative information can we really get out of piezoresponse measurements on thin films. *Integr. Ferroelectr.*, **44**, 113–124.

94 Liu, X.X., Heiderhoff, R., Abicht, H.P., and Balk, L.J. (2002) Scanning near-field acoustic study of ferroelectric BaTiO3 ceramics. *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, **35**, 74–87.

95 Tsuji, T., Ogiso, H., Akedo, J., Satto, S., Fukuda, K., and Yamanaka, K. (2004) Evaluation of domain boundary of piezo/ferroelectric material by ultrasonic atomic force microscopy. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43**, 2907–2913.

96 Kalinin, S.V., Jesse, S., Rodriguez, B.J., Shin, J., Baddorf, A.P., Lee, H.N., Borisevich, A., and Pennycook, S.J. (2006) Spatial resolution, information limit, and contract transfer in piezoresponse force microscopy. *Nanotechnology*, **17**, 3400–3411.

97 Jesse, S., Guo, S., Kumar, A., Rodriguez, B.J., Proksch, R., and Kalinin, S.V. (2010) Resolution theory, and static and frequency-dependent cross-talk in piezoresponse force microscopy. *Nanotechnology*, **21**, 405703.

98 Yamanaka, K., Ogiso, H., and Kolosov, O. (1994) Ultrasonic force microscopy for nanometer resolution subsurface imaging. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 178–180.

99 Dinelli, F., Biswas, S.K., Briggs, G.A.D., and Kolosov, O.V. (2000) Measurement of stiff-material compliance on the nanoscale using ultrasonic force microscopy. *Phys. Rev. B*, **61**, 13995–14006.

100 Cuberes, M.T. (2007) Nanoscale friction and ultrasound, in *Fundamentals of Friction and Wear* (eds E. Gnecco and E. Meyer), Springer, Berlin, pp. 49–71.

101 Muraoka, M. and Arnold, W. (2001) A method to evaluate local elasticity and adhesion energy based on nonlinear response of AFM cantilever vibration. *JSME Int. J., A*, **44**, 396–405.

102 Turner, J.A. (2004) Non-linear behavior of a beam with cantilever-Hertzian contact boundary conditions. *J. Sound Vibr.*, **275**, 177–191.

103 Rabe, U., Kopycinska-Müller, M., Reinstädtler, M., Hirsekorn, S., and Arnold, W. (2002) Nonlinear effects in ultrasonic transmission in atomic force microscope contacts, in *Proceedings 16th International Symposium Nonlinear Acoustics, Moscow, August 19–23, 2002*, vol. 2 (eds O.V. Rudenko and O.A. Sapozhnikov), Faculty of Physics, Moscow State University, pp. 711–718, ISBN 5-879 0034-6.

104 Dupas, E., Kulik, A., Gourdon, D., Oulevey, F., Burnham, N.A., Gremaud, G., and Arnold, W. (1997) Mixing of ultrasonic signals with an AFM, Paper Th1.3P13, Session Novel Instrumentation/Sensors, STM 97, Hamburg, Germany, July 20–25, 1997.

105 Tetard, L., Passian, A., Eslami, S., Jalili, N., Farahi, R.H., and Thundat, T. (2011) Virtual resonance and frequency difference generation by Van der Waals interaction. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 180801.

106 Burnham, N.A., Kulik, A., Gremaud, G., and Briggs, G.A.D. (1996) Nanosubharmornics – the dynamics of small contacts. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 5092–5095. doi: 10.1103

107 Abdel-Rahmann, E.M. and Nayfeh, A.H. (2005) Contact force identification using the subharmonic resonance of a contact-mode atomic force microscopy. *Nanotechnology*, **16**, 199–207.

108 Rupp, D., Rabe, U., Hirsekorn, S., and Arnold, W. (2007) Nonlinear contact resonance spectroscopy in atomic force acoustic microscopy. *J. Phys. D Appl. Phys.*, **40**, 7136–7145.

109 Hutter, C., Platz, D., Tholén, E.A., Hansson, T.H., and Haviland, D.B. (2010) Reconstruction nonlinearities with intermodulation spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 050801.

110 Nayak, P.R. (1972) Contact vibrations. *J. Sound Vibr.*, **22**, 297–322.

111 Sabot, J., Krempf, P., and Janolin, C. (1998) Non-linear vibrations of a sphere-plane contact excited by a normal load. *J. Sound Vibr.*, **214**, 359–375.

112 Bichri, A., Belhaq, M., and Perret-Liaudet, J. (2001) Control of vibroimpact dynamics of a single-sided Hertzian contact force oscillator. *Nonlinear Dynamics*, **63**, 51–60.

113 Reinstädtler, M., Rabe U., Scherer V., Turner, J.A, and Arnold, W. (2003) Imaging of flexural and torsional resonance modes of atomic force microscopy cantilevers using optical interferometry. *Surface Science*, **532–535**, 1152–1158.

114 Arafat, H.N., Nayfeh, A.H., and Abdel-Rahmann, E.M. (2008) Modal interactions in contact-mode atomic force microscopy. *Nonlinear Dynamics*, **54**, 151–166.

115 Sahin, J., Maganov, S., Su, C., Quate, C.F., and Solgaard, O. (2007) An atomic force microscope tip designed to measure time-varying nanomechanical forces. *Nature Nanotechnology*, **2**, 507-514. doi: 10.1038/nnano.2007.226.

116 Yaralioglu, G.G., Degertekin, F.L., Crozier, K.B., and Quate, C.F. (2000) Contact stiffness of layered materials for ultrasonic force microscopy. *J. Appl. Phys.*, **87**, 7491–7496.

117 Hurley, D.C., Kopycinska-Müller, M., Langlois, E.D., Kos, A.B., and Barbosa, N., III (2006) Mapping substrate/film adhesion with contact-resonance-frequency atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 021911.

118 Crozier, K.B, Yaralioglu, G.G., Degertekin, F.L., Adams, J.D., Minne, S.C., and Quate, C.F. (2000) Thin film characterization by atomic force microscopy at ultrasonic frequencies. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1950–1952.

119 Sarioglu, A.F., Atalar, A., and Degertekin, F.L. (2004) Modeling the effect of subsurface interface defects on contact stiffness for ultrasonic atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 5368–5370.

120 Caron, A., Rabe, U., Rödel, J., and Arnold, W. (2007) Near-field acoustical imaging using lateral bending mode of atomic force microscope cantilevers – Applications to fracture mechanics of nc-zirconia, in *Proceedings 28th International Symposium Acoustical Imaging* (ed. M. André), Springer, Berlin, pp. 31–41.

121 Parlak, Z. and Degertekin, F.L. (2008) Contact stiffness of finite size subsurface defects for atomic force microscopy: three-dimensional finite element modeling and experimental verification. *J. Appl. Phys.*, **103**, 114910.

122 Killgore, J.P., Kelly, J.Y., Stafford, C.M., Fasolka, M.J., and Hurley, D.C. (2011) Quantitative subsurface contact-resonance force microscopy of model polymer nanocomposites. *Nanotechnology*, **22**, 175706.

123 Striegler, A., Köhler, B., Bendjus, B., Roellig, M., Kopycinska-Mueller, M., and Meyendorf, N. (2011) Detection of buried reference structures by use of atomic force acoustic microscopy. *Ultramicroscopy*, **111**, 104–116.

124 Shekhawat, G.S. and Dravid, V.P. (2005) Nanoscale imaging of buried structures via scanning near-field ultrasound holography. *Science*, **310**, 89–92.

125 Rohrbeck, W. and Chilla, E. (1992) Detection of surface acoustic waves by scanning force microscopy. *phys. stat. sol.*, **131**, 69–71.

126 Chilla, E., Hesjedal, T., and Fröhlich, H.J. (1997) Nanoscale determination of phase velocity by scanning acoustic force microscopy. *Phys. Rev. B*, **55**, 15852.

127 Cuberes, M.T., Assender, H.E., Briggs, G.A.D., and Kolosov, O.V. (2000) Heterodyne force microscopy of PMMA/rubber nanocomposites: nanomapping of viscoelastic response at ultrasonic frequencies. *J. Phys. D Appl. Phys.*, **33**, 2347–2355.

128 Cantrell, S.A., Cantrell, J.H., and Lillei, P. (2007) Nanoscale subsurface imaging via resonant-difference atomic force ultrasonic microscopy. *J. Appl. Phys.*, **101**, 114324.

129 Dooley, J.W. (1970) Measurement of small changes in sound velocity in the UHF range. *J. Acoust. Soc. Am.*, **47**, 1232–1235.

130 Edgerton, R.F. (1970) Simple measurement technique for small relative velocity changes of gigahertz acoustic waves. *J. Acoust. Soc. Am.*, **47**, 1229–1231.

131 Hu, S., Su, C., and Arnold, W. (2011) Imaging of subsurface structures using atomic force acoustic microscopy at GHz frequencies. *J. Appl. Phys.*, **109**, 084324.

132 Paulo, A.S., Black, J.P., White, R.M., and Bokor, J. (2007) Detection of nanomechanical vibrations by dynamic microscopy in higher cantilever eigenmodes. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 053116.

# 国际视野 科技前沿

## 国际信息工程先进技术译丛

《声学显微镜与超分辨率成像理论及应用》
《可重构无线电系统的网络架构和标准》
《构建基于IPv6和移动IPv6的物联网：向M2M通信的演进》
《虚拟网络——下一代互联网的多元化方法》
《下一代融合网络理论与实践》
《认知视角下的无线传感器网络》
《移动云计算：无线、移动及社交网络中分布式资源的开发利用》
《Android系统安全与攻防》
《内容分发网络》
《计算机网络仿真OPNET实用指南》
《移动无线信道》（原书第2版）
《LTE-Advanced：面向IMT-Advanced的3GPP解决方案》
《声学成像技术及工程应用》
《LTE/SAE网络部署实用指南》
《认知无线电通信与组网：原理与应用》
《网络性能分析原理与应用》
《云连接与嵌入式传感系统》
《IP地址管理原理与实践》
《自组织网络：GSM,UMTS和LTE的自规划、自优化和自愈合》
《实现吉比特传输的60GHz无线通信技术》
《LTE自组织网络（SON）：高效的网络管理自动化》
《UMTS中的LTE：向LTE-Advanced演进》（原书第2版）
《UMTS中的WCDMA－HSPA演进及LTE》（原书第5版）
《无线传感器及执行器网络》
《认知无线电网络》
《网络融合——服务、应用、传输和运营支撑》
《UMTS中的LTE:基于OFDMA和SC-FDMA的无线接入》
《吉规模集成电路互连工艺及设计》
《高性能微处理器电路设计》



WILEY




机械工业出版社E视界


机械工业出版社微信公众号

上架指导 工业技术/电子技术




ISBN 978-7-111-49802-5 定价：99.00元